



**Application de la spectroscopie à l'étude de la planète  
Mars et à la recherche de planètes  
extrasolaires : caractérisation des spectromètres de  
l'instrument SPICAM-Light embarqué à bord de la  
mission spatiale Mars-Express ; développement et  
optimisation du spectromètre astronomique EMILIE  
dédié aux mesures de vitesses radiales stellaires.**

Stéphane Guibert

► **To cite this version:**

Stéphane Guibert. Application de la spectroscopie à l'étude de la planète Mars et à la recherche de planètes extrasolaires : caractérisation des spectromètres de l'instrument SPICAM-Light embarqué à bord de la mission spatiale Mars-Express ; développement et optimisation du spectromètre astronomique EMILIE dédié aux mesures de vitesses radiales stellaires.. Astrophysique [astro-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2005. Français. NNT : . tel-00105285

**HAL Id: tel-00105285**

**<https://theses.hal.science/tel-00105285>**

Submitted on 10 Oct 2006

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

# THÈSE DE DOCTORAT

présentée par  
M. Stéphane GUIBERT

en vue d'obtenir le diplôme de  
DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ  
PARIS VI – PIERRE ET MARIE CURIE

Spécialité  
MÉTHODES INSTRUMENTALES EN ASTROPHYSIQUE  
ET LEURS APPLICATIONS SPATIALES

---

APPLICATIONS DE LA SPECTROSCOPIE  
À L'ÉTUDE DE L'ATMOSPHÈRE DE MARS  
ET À LA RECHERCHE DE PLANÈTES EXTRASOLAIRES

CARACTÉRISATION DES SPECTROMÈTRES DE L'INSTRUMENT  
SPICAM-LIGHT EMBARQUÉS À BORD DE LA MISSION SPATIALE  
MARS-EXPRESS

DÉVELOPPEMENT ET OPTIMISATION DU SPECTROMÈTRE ASTRONOMIQUE  
ÉMILIE DÉDIÉ AUX MESURES DE VITESSES RADIALES STELLAIRES

Soutenue le 17 octobre 2005 devant le jury composé de

Mme	A.-C. LEVASSEUR-REGOURD	
M.	J.-L. BERTAUX	Directeur de thèse
M.	P. BOISSÉ	Président
M.	G. MOREELS	Rapporteur
M.	C. PERRIER	Rapporteur



# Remerciements

Par ses différents aspects, mon travail de thèse m’a conduit à travailler avec de nombreuses personnes. Je tiens à remercier ici tous ceux qui m’ont orienté et conseillé dans mes recherches et qui ont contribué à enrichir le contenu de ce manuscrit.

Je voudrais avant tout à remercier respectueusement les directeurs successifs du Service d’Aéronomie du CNRS, Gérard MÉGIE, Philippe WALDTEUFEL et Alain HAUCHECORNE pour leur accueil au sein de leur laboratoire.

Je remercie ensuite tout particulièrement Jean-Loup BERTAUX – directeur de recherche au Service d’Aéronomie et responsable scientifique de l’expérience *Spicam-Light* et de l’AAA – pour avoir accepté de diriger ma thèse. Son soutien et la disponibilité qu’il a toujours su m’accorder ont grandement contribué au bon déroulement de ce travail.

Je suis reconnaissant à Guy MOREELS et Christian PERRIER d’avoir accepté d’être les rapporteurs de mon travail, ainsi qu’à Anny-Chantal LEVASSEUR-REGOURD et Patrick BOISSÉ d’être membres du jury.

Je remercie chaleureusement toutes les personnes de l’équipe *Spicam-Light* pour l’accueil formidable qu’elles m’ont réservé, en particulier son chef de projet Emmanuel DIMARELLIS pour son soutien et son aide précieuse dans le traitement des résultats d’essais du capteur UV, Oleg KORABLEV (IKI, institut de recherche spatiale de Moscou) pour ses explications concernant le fonctionnement du capteur IR, Jean-Pierre DUBOIS pour ses conseils pendant les essais du capteur UV, les simulations d’occultation solaires et les bénéfices acquis en étudiant sa thèse concernant l’expérience *Spicam* sur *Mars-96*. Merci encore à Emmanuel DIMARELLIS et François WICEK pour leurs conseils sur les caméras CCD, ainsi qu’à Gilbert SOUCHON pour sa patience à mon égard au cours des étalonnages en laboratoire.

Je remercie tout autant les acteurs associés au projet de l’AAA et du spectromètre ÉMILIE pour la motivation et l’intérêt scientifique qu’ils m’ont apportés, en particulier Pierre CONNES et Jérôme SCHMITT pour leurs explications et leurs précieux conseils, François BOUCHY pour les bénéfices acquis en étudiant sa thèse, Andrei TITOV pour ses compétences en électronique et Jean-Jacques CORREIA pour ses travaux de bureau d’étude. Je remercie aussi l’ensemble du personnel de l’Observatoire de Haute Provence pour leur aide indispensable de jour comme de nuit.

J’ai pu commencer mes travaux grâce à une bourse co-financée par le CNES et le CNRS. Que les deux centres reçoivent mes sincères remerciements pour la confiance qu’ils ont bien voulu m’accorder.

Merci enfin à Sophie GILLET de l’Observatoire de Haute Provence, ainsi qu’à toutes celles et tous ceux qui m’ont aidé à un moment ou à un autre de mon travail, que je n’aurais pas pu citer mais qui ont contribué à l’aboutissement de cette thèse.





# Table des matières

<b>1</b>	<b>La planète Mars</b>	<b>3</b>
1	Mars dans l'histoire . . . . .	3
2	L'exploration spatiale . . . . .	5
3	Mars aujourd'hui . . . . .	11
<b>2</b>	<b>Le sondage atmosphérique par la méthode des occultations stellaires</b>	<b>21</b>
1	Le sondage atmosphérique . . . . .	21
2	Le sondage par occultation . . . . .	23
<b>3</b>	<b>De Spicam sur Mars-96 à Spicam-Light sur Mars-Express</b>	<b>35</b>
1	Spicam et la mission Mars-96 . . . . .	35
2	La mission Mars-Express . . . . .	38
3	L'instrument SPICAM-Light . . . . .	42
<b>4</b>	<b>Le spectromètre ultraviolet <i>Spicam-Light</i> senseur UV</b>	<b>51</b>
1	Description technique . . . . .	51
2	Modes de fonctionnement . . . . .	57
3	Efficacité optique . . . . .	59
4	Gain absolu du détecteur UV – $K_{\text{dét}}$ . . . . .	74
5	Étalonnage en longueur d'onde et mesure de la résolution spectrale . . . . .	83
6	Estimation photométrique des mesures en orbite martienne . . . . .	96
7	Performances en vol . . . . .	101
8	Bilan . . . . .	117
<b>5</b>	<b>Le spectromètre infrarouge <i>Spicam-Light</i> senseur IR</b>	<b>119</b>
1	Le filtre acousto-optique accordable AOTF . . . . .	119
2	Schéma optique . . . . .	120
3	Description technique . . . . .	122
4	Fonctionnement . . . . .	125
5	Communications contrôleur–DPU . . . . .	127
6	Performances instrumentales . . . . .	133
7	Étalonnages en longueur d'onde . . . . .	136
8	Programmation des observations . . . . .	144
9	Consommation en courant . . . . .	147
10	Premiers résultats au sol . . . . .	154
11	Performances en vol . . . . .	156
12	Bilan . . . . .	165

<b>6</b>	<b>La recherche des planètes extrasolaires</b>	<b>167</b>
<b>7</b>	<b>Le spectromètre visible ÉMILIE et l'Accéléromètre astronomique absolu</b>	<b>179</b>
1	Objectifs scientifiques . . . . .	180
2	Principe de l'AAA . . . . .	184
3	Analyse des images CCD . . . . .	190
4	Étirement Doppler-Fizeau et déplacement des fentes : effet <i>stretch/shift</i>	213
5	Le correcteur de dispersion chromatique atmosphérique . . . . .	224
6	Le traitement dit <i>en direct</i> . . . . .	242
7	Le programme de post-traitement optimisé . . . . .	248
8	Bilan . . . . .	287

# Introduction

Parmi les techniques de l'astronomie contemporaine, la spectrométrie suscite un engouement sans cesse grandissant. Grâce aux progrès des sciences et techniques, les limites instrumentales reculent un peu plus chaque jour. Les spectromètres se font plus performants. Ils permettent des analyses fines, approfondies et à distance des propriétés physiques et des compositions atmosphériques.

Les études menées au cours de ma thèse concernent trois techniques innovantes de spectrométrie. Deux d'entre elles sont associées aux techniques spatiales et sont dédiées à l'étude de l'atmosphère de la planète Mars. Elles concernent la spectrométrie en domaine infrarouge et ultraviolet, en relation avec l'instrument *Spicam-Light* à bord de la mission spatiale *Mars-Express*. Elles touchent à notre compréhension détaillée de l'atmosphère martienne, en particulier aux variations saisonnières de la distribution globale de ses constituants volatils, le dioxyde de carbone et la vapeur d'eau, et de ses composés aéronomiques qui leurs sont fortement liées, l'ozone, le dioxyde de carbone et le dioxygène. Cette mission doit étendre notre connaissance et accroître notre compréhension du climat de Mars, et, par là même, de celui de la Terre. Sans en afficher l'ambition, il s'agit de remonter doucement aux origines de la vie.

La troisième technique concerne la spectrométrie à très haute résolution dans le domaine visible depuis le sol, en relation avec l'Accéléromètre Astronomique Absolu à l'Observatoire de Haute-Provence. Cet instrument est dédié aux mesures de vitesses radiales stellaires pour la recherche de planètes extrasolaires. Depuis la découverte de la première planète extrasolaire autour d'une étoile similaire au Soleil en 1995, la liste de ces objets s'allonge sans cesse. Ce succès alimente un formidable élan qui se traduit par quantité de travaux théoriques et de projets instrumentaux, aussi bien au sol que dans l'espace. L'accéléromètre astronomique absolu en est un. Cette étude apporte quelques briques à l'existence de la vie dans l'Univers, et touche une nouvelle fois indirectement aux origines de la vie. C'est dans ce cadre plus large que je souhaite inscrire cette thèse.

Cette étude est organisée en sept chapitres. Les premiers se rapportent à l'instrument *Spicam-Light* et l'étude de la planète Mars, les deux derniers à l'accéléromètre astronomique absolu et la recherche de planètes extrasolaires. Il s'ouvre sur un bref historique de l'étude de la planète Mars (chap. 1), puis sur la technique de sondage atmosphérique par la méthode des occultations solaires, technique mise en œuvre par les deux spectromètres de *Spicam-Light* (chap. 2). Après une présentation de la sonde *Mars-Express* et de l'instrument *Spicam-Light* (chap. 3), il se concentre sur les deux spectromètres ultraviolet (chap. 4) et infrarouge (chap. 5) de cet instrument, abordant chaque fois leur concept révolutionnaire à travers une description technique détaillée accompagnée des résultats, des étalonnages, des estimations photométriques avant l'envol, et des perfor-

mances en vol. Le chapitre 6 clot le thème martien et ouvre le sujet sur la recherche de planètes extrasolaires et sur l'accéléromètre astronomique absolu. Le dernier chapitre (chap. 7) enchaîne par une présentation technique détaillée de l'accéléromètre astronomique absolu et expose le développement instrumental important dont il fait l'objet. Il clot par une présentation des résultats obtenus avec cet instrument pour illustrer ses performances actuelles et potentielles.

# Chapitre 1

## La planète Mars

*« Je suis sûr que l'avenir nous apportera de nouveaux succès dans la conquête de l'air et de l'espace. Pour ce, que chacun de nous fasse ce qu'il est possible, et même ce qui paraît parfois impossible ».*

Iouri Alekseïevitch GAGARINE.

### 1) Mars dans l'histoire

Les premières observations astronomiques de la planète Mars à l'aide d'un instrument remontent au début du XVII<sup>e</sup> siècle avec Galilée. Mars apparaissait dès lors déjà comme une source abondante d'informations et de spéculations.

En 1659, le physicien néerlandais Christiaan Huygens identifie une région particulière à sa surface (*Syrtis Major*, une tache brune caractéristique au nord du bassin d'*Hellas*). Il détermine pour la première fois sa période de rotation qu'il déclare légèrement supérieure à 24 heures (la valeur admise aujourd'hui est de 24 heures 37 minutes et 22 secondes). La valeur est très proche de la valeur terrestre et devient pour longtemps un argument fort en faveur du caractère habitable de Mars. Il estime également son diamètre à 60 % du diamètre terrestre.

En 1666, Jean-Dominique Cassini précise sa valeur de rotation à 24 heures et 40 minutes [10]. En 1672 et 1673, il mesure la parallaxe de Mars avec l'aide de Picard depuis Paris et de Richer en Guyane pour l'occasion. Ils déterminent ainsi sa distance à la Terre, 65 millions de kilomètres, puis la distance Soleil–Terre : 139 millions de kilomètres (en réalité, environ 150 millions). Le résultat bouleverse les idées reçues quant à la dimension du système solaire, qui se révèle alors vingt fois plus grand que prévu.

En 1672, Huygens détecte une tache blanche au pôle sud, qu'il pense être de la glace martienne [16].

À la fin du XVIII<sup>e</sup> siècle, en 1783, l'astronome allemand William Herschel décèle une atmosphère raréfiée et étendue. La surface de Mars paraît mouchetée de zones claires et sombres dues à la présence de mers et de terres. Remarquant que le sol martien semble varier au cours du temps, Herschel en déduit que ces changements peuvent être attribués aux effets de brumes et de nuages flottant dans l'atmosphère.

En 1869, Richard Proctor dresse une carte relativement précise de Mars, synthèse des observations antérieures. De vastes étendues jaunes et rougeâtre, des taches

sombres bleues ou vertes. Il suppose un réseau de continents, de mers et d'océans.

En 1877, l'astronome américain Asaph Hall découvre les deux satellites martiens, Phobos et Deimos [18].

Au cours de la même année, le directeur de l'observatoire de Milan, Giovanni Schiaparelli, dessine minutieusement une nouvelle carte de Mars riche de nombreux détails [40]. Il utilise une terminologie latine tout à fait explicite : *maria* pour les zones sombres, *terrae* pour les zones claires, et dévoile l'existence de *lacus*, de *sinus*, et de *canales*... ces derniers rapidement transformés en « canaux » par la presse et le bouche à oreille. Ce glissement anodin transforme les chenaux naturels en canaux artificiels. Eugène Antoniadi constatera bien plus tard de l'observatoire de Meudon depuis la lunette de 83 cm, l'un des instruments les plus performants de l'époque, que « *Plus la lunette est performante, moins on voit les canaux qui ont tendance à se désagréger en une multitude d'estompages irréguliers.* »

À la fin du XIX<sup>e</sup> siècle, la spectroscopie devient un auxiliaire précieux pour résoudre bien des questions concernant Mars. Dans les années 1930, les spécialistes acquièrent la quasi-certitude que l'atmosphère ne contient que peu ou pas du tout d'oxygène ou de vapeur d'eau.

En 1947, l'astronome américain Gérard Peter Kuiper détecte les raies spectrales d'absorption du CO<sub>2</sub> [31].

Les observations et les premiers clichés obtenus à partir du télescope du Mont Wilson font supposer que de fantastiques tempêtes de poussières se déclenchent au niveau planétaire. Ce phénomène peut expliquer l'apparition et la disparition des zones sombres sur la planète et rend caduque l'hypothèse d'une végétation saisonnière.

En 1948, Audouin Dollfus étudie les étendues claires de Mars par polarimétrie. La polarisation dépend uniquement de l'angle de vision et décroît légèrement du centre vers les bords. La substance du sol martien doit être finement broyée en une poudre irrégulière et les grains doivent être opaques. La limonite, un oxyde de fer hydraté, semble parfaitement convenir [12].

En 1954, il étudie toujours par polarimétrie les nuées blanchâtre et constate la présence de fins cristaux de glace. L'opposition de 1956 est marquée par une tempête de poussière importante, avec un nuage clair sur la région d'*Hellas* et de *Noachis* avant de gagner la planète entière. Il utilise une nouvelle fois la polarimétrie pour étudier les nuages de teinte jaune dont il détermine la constitution, faite de particules sombres et opaques de quelques micromètres de diamètre, sans doute soulevées par le sol et les vents. Tout comme Eugène Antoniadi, Audouin Dollfus remarque l'apparition de ces voiles jaunes toujours au dessus des zones claires, se formant de préférence dans l'hémisphère sud au printemps.

L'observation spectroscopique révèle que la pression de CO<sub>2</sub> au sol est faible. Aucune mesure de l'époque ne permet cependant d'établir sa valeur. Toutes les estimations sont très au-dessus de la réalité. En revanche, les mesures de la température sont relativement plus aisées, grâce à la mesure du rayonnement infrarouge. Dès 1924, Coblentz et Lampland mesurent des températures de -70°C à +10°C pour les calottes entre l'hiver et l'été, et de 10 à 25°C à l'équateur. La nuit, la température descendrait à -60°C. Ces résultats sont en réalité trop élevés, mais confortaient à l'époque la présence possible d'eau liquide, et donc la possibilité de la vie.

L'étude des calottes polaires bénéficie aussi de la spectroscopie. En 1948, Gérard Kuiper obtient un spectre infrarouge de la calotte polaire nord montrant une simili-

tude avec la neige d'eau, et non de dioxyde de carbone. Il en conclut que *les calottes polaires martiennes ne sont pas composées de gaz carboniques mais d'eau à une température très basse* [31]. Les mesures polarimétriques effectuées par Audouin Dollfus de 1950 à 1958 préciseront l'état physique de la calotte, formée d'un dépôt de givre aqueux sous très faible pression atmosphérique. Le givre ne peut alors s'évaporer que par sublimation, et l'eau liquide n'existe pas sur Mars.

En janvier 1963, Audouin Dollfus mets en évidence depuis l'observatoire suisse du Jungfraujoch de la vapeur d'eau dans l'atmosphère de Mars et obtient une concentration égale à  $0,0045 \text{ g/cm}^2$  [13].

En 1965, D.G. Rea et Brian Todd O'Leary reprennent les observations d'Audouin Dollfus en tenant compte de la polarisation produite par les nuages et découvrent que d'autres minéraux que la limonite peuvent convenir aux observations. William M. Sinton obtient même des spectres infrarouges ou la bande d'absorption de la limonite à 0,87 micromètre est absente [37].

Enfin, en 1966, Audouin Dollfus réalise de nouvelles mesures polarimétriques et estime que la pression atmosphérique ne peut être supérieure à 30 mbars. Il découvre aussi que la teneur en gaz carbonique de l'atmosphère martienne est largement sous estimée puisqu'il serait le constituant principal de l'atmosphère !

Mais déjà, le 15 juillet 1965, la sonde *Mariner 4* survole la planète Mars et transmet ses premières vues rapprochées. Ces images marquent le début d'une nouvelle ère, celle de l'exploration spatiale.

## 2) L'exploration spatiale

L'exploration spatiale du système solaire, et donc de la planète Mars, a emboîté le pas dans les années soixante à plusieurs siècles d'observation depuis la Terre. Depuis, Mars est une cible à part dans l'histoire de l'exploration spatiale et est, après la Lune, le corps du système solaire à avoir reçu le plus de visite d'engins automatiques. Ces sondes ont bouleversé notre vision de la planète. Elles nous ont notamment permis de constater que si la vie s'y était développée, elle avait aujourd'hui probablement disparu.

Sur trente-quatre sondes automatiques à destination de Mars, seules douze ont réussi leur mission. Comme le montre le tableau 1.1, les essais américains, russes et, dans une moindre mesure, européens et japonais ont été nombreux et pour la plupart infructueux. Mais quelques succès se sont inscrits parmi les plus belles réussites.

En 1965, la sonde *Mariner 4* effectue le premier survol de Mars et en fournit les premiers clichés. Ceux-ci montrent un hémisphère sud désertique, criblé de cratères, sans aucun signe de vie. Les observations spectroscopiques confirment l'atmosphère très ténue et composée majoritairement de  $\text{CO}_2$ .

Les sondes *Mariner 6* et *Mariner 7*, lancées en 1969, survolent Mars à leur tour. Elles confirment une pression atmosphérique au sol inférieure au centième de celle de l'atmosphère terrestre et l'absence d'eau liquide.

En novembre 1971, la sonde *Mariner 9* devient le premier satellite artificiel autour de Mars. Pendant 10 mois, la sonde fournit une multitude de données sur l'atmosphère, ses gaz constitutifs, les particules en suspension, la vitesse des vents (150 km/h en altitude) et l'échappement des molécules dans l'espace. Elle mesure la composition



TAB. 1.1: Les missions spatiales vers Mars de 1960 à 2003 (en gras les missions sources principales de données) [42].

Sonde	Pays	Lancement	Arrivée	Commentaire
<i>Marsnik 1</i>	URSS	10 oct. 1960	–	Échec au décollage.
<i>Marsnik 2</i>	URSS	14 oct. 1960	–	Échec au décollage.
<i>Spoutnik 22</i>	URSS	24 oct. 1962	–	Échec au décollage.
<i>Mars-01</i>	URSS	1 <sup>er</sup> nov. 1962	19 juin 1963	La sonde réalise un record : une communication avec la Terre à la distance exceptionnelle de 106 millions de kilomètres. Puis perte de la télémesure.
<i>Spoutnik 24</i>	URSS	4 nov. 1962		Échec en orbite terrestre.
<i>Mariner 3</i>	USA	5 nov. 1964	–	Échec en orbite terrestre : la coiffe du lanceur qui protège le satellite reste coincée.
<i>Zond 2</i>	URSS	18 nov. 1964	6 août 1965	La sonde survole Mars à 1 500 km sans rien envoyer.
<i>Mariner 4</i>	USA	28 nov. 1964	15 juil. 1965	Survol. Premiers clichés de l'atmosphère. 22 images entre 119 000 et 16 900 km d'altitude, mais de mauvaise qualité.
<i>Zond 3</i>	URSS	18 juil. 1965	–	25 images de la Lune. Échec vers Mars.
<i>Mariner 6</i>	USA	25 fév. 1969	31 juil. 1969	Survol. 49 images de Mars.
<i>Mariner 7</i>	USA	27 mars 1969	5 août 1969	Survol. 93 images de Mars à 3 347 km.
<i>Mars 1969A</i>	URSS	27 mars 1969	–	Échec au décollage.
<i>Mars 1969B</i>	URSS	2 avril 1969	–	Échec au décollage.
<i>Mariner 8</i>	USA	9 mai 1971	–	Échec au décollage (lanceur Centaure).
<i>Kosmos 419</i>	URSS	10 mai 1971	–	Échec au décollage.
<i>Mars-02</i>	URSS	19 mai 1971	27 nov. 1971	Mise en orbite réussie de l'orbiteur. Crash de la station-sol au nord d' <i>Hellas</i> .
<i>Mars-03</i>	URSS	28 mai 1971	2 déc. 1971	La station-sol se pose en douceur, émet 20 secondes puis nous perdons sa transmission.
<b><i>Mariner 9</i></b>	USA	30 mai 1971	13 nov. 1971	Premier satellite artificiel. La mission s'achève après 10 mois de fonctionnement en octobre 1972, après avoir transmis 7 329 photographies.
<i>Mars-04</i>	URSS	21 juil. 1973	10 fév. 1974	Survole la planète rouge à 2 200 km. Échec de la mise en orbite.
<i>Mars-05</i>	URSS	25 juil. 1973	12 fév. 1974	Succès partiel : la sonde passe à l'altitude minimale de 1 760 km, puis tombe en panne le mois de mars suivant.
<i>Mars-06</i>	URSS	5 août 1973	12 mars 1974	Insérée en orbite le 12 mars 1974, elle largue une capsule qui cessa d'émettre avant d'avoir touché le sol. Première mesure de la pression atmosphérique <i>in situ</i> , au cours de la descente.
<i>Mars-07</i>	URSS	9 août 1973	9 mars 1974	Largue une capsule qui passe à 1 300 km de Mars au lieu de se poser au sol.
<b><i>Viking 1</i></b>	USA	20 août 1975	19 juin 1976	Succès complet : le lander se pose dans <i>Chryse Planitia</i> le 20 juillet 1976 et cessera d'émettre 6 ans plus tard, le 19 novembre 1982.

TAB. 1.1: suite

Sonde	Pays	Lancement	Arrivée	Commentaire
<b>Viking 2</b>	USA	9 sept. 1975	7 août 1976	Succès complet : le lander se pose dans <i>Utopia Planitia</i> le 3 septembre 1976 et cessera d'émettre le 11 avril 1980. L'orbiteur cesse d'émettre le 25 juillet 1978 après avoir transmis près de 16 000 images.
<i>Phobos 1</i>	URSS	7 juil. 1988	–	Perte de la télémesure le 30 août 1988.
<b>Phobos 2</b>	URSS	12 juil. 1988	29 janv. 1989	Se met en orbite autour de Mars. Prend 37 images en 52 jours. Perte de contact le 27 mars 1989 avant un survol à 50 mètres de distance.
<i>Mars Observer</i>	USA	25 sept. 1992	21 août 1993	Échec de mise en orbite martienne.
<b>Mars Pathfinder</b>	USA	4 déc. 1996	4 juil. 1997	La station se pose dans <i>Ares Vallis</i> et envoie 16 000 images. Un petit rover (Sojourner) y roule pendant 3 mois et envoie plus de 550 images du sol. Perte de contact radio le 27 septembre 1997.
<i>Mars-96</i>	URSS / France	16 nov. 1996	–	Échec au lancement du quatrième étage du lanceur Proton.
<b>Mars Global Surveyor</b>	USA	7 nov. 1996	12 sept. 1997	La sonde a envoyé plus de 120 000 images. Mission toujours en cours.
<i>Nozomi</i>	Japon	3 juil. 1998	–	L'échec d'une manœuvre au voisinage de la Terre le 20 décembre 1998 l'oblige à passer cinq ans de plus dans l'espace avant d'atteindre Mars. Échec de la mise en orbite.
<i>Mars Climate Orbiter</i>	USA	11 déc. 1998	23 sept. 1999	Échec de la mise en orbite martienne.
<i>Mars Polar Lander</i>	USA	3 janv. 1999	3 déc. 1999	Échec de la mise en orbite martienne après l'arrêt prématuré de ses moteurs de freinage.
<b>Mars Odyssey</b>	USA	7 avr. 2001	24 oct. 2001	Mission toujours en cours.
<b>Mars Express / Beagle-2</b>	ESA	2 juin 2003	25 déc. 2003	Mise en orbite réussie de <i>Mars Express</i> , la mission est en cours. Aucune communication n'est établie avec la station <i>Beagle-2</i> .
<b>Spirit (MER-A)</b>	USA	10 juin 2003	3 janv. 2004	La sonde se pose dans le cratère <i>Gusev</i> le 3 janvier 2004. Le rover <i>Spirit</i> quitte sa plateforme et rencontre un problème informatique finalement résolu à distance.
<b>Opportunity (MER-B)</b>	USA	7 juillet 2003	25 janv. 2004	<i>Opportunity</i> se pose sur le sol martien le 25 janvier 2004, au milieu d'un cratère, dans le <i>Meridiani Planum</i> , une zone d'accumulation d'oxyde de fer.
<i>Paenix Polar lander</i>	USA	(2007)	(mai 2008)	Successeur de Mars Polar Lander au sein du programme <i>Mars Scout</i> de la NASA. La sonde devrait se poser au pôle nord et analyser la glace située 1 m sous la surface.
<i>Mars Science Laboratory</i>	USA	(2009)		La sonde pourrait embarquer un détecteur de radon. Si l'atmosphère en est vierge, Mars n'aurait jamais connu d'eau liquide.

de la surface et les variations diurnes de la température. Les images qu'elle transmet dévoilent la morphologie du sol et révolutionnent très vite les connaissances sur la planète. Alors que la surface de l'hémisphère austral paraît criblée de cratères, témoins d'un sol ancien, l'hémisphère boréal présente une surface bien plus jeune, essentiellement constitué d'une coulée de lave. *Mariner 9* découvre une série de quatre volcans : le plus grand sera baptisé *Olympus Mons*, les trois autres, alignés, formeront la chaîne des monts *Tharsis*. La sonde découvre également un immense canyon de plus de 5000 kilomètres de long qui constitue l'élément principal d'un réseau de lits fluviaux. Il sera baptisé *Valles Marineris*, en hommage à la sonde.

En 1975, les deux sondes *Viking 1* et *Viking 2* sont lancées et emportent chacune un orbiteur et une station scientifique. Les deux stations se posent sur le sol et apportent une multitude d'informations et d'images, de 1976 à 1982. Les images confirment que le sol est de couleur ocre rougeâtre en raison des oxydes de fer dans le matériau superficiel, et dévoilent un ciel de couleur rose dû à la présence permanente de fines particules de poussière en suspension dans l'atmosphère, même par temps calme. Le climat est très rude. Le sol, constitué d'oxyde de fer et de silice, se recouvre de givre en hiver. Les analyses effectuées *in situ* sur des échantillons de roche ne donnent aucune réponse définitive quant à la présence possible d'une forme de vie. Les deux stations sont également équipées d'un sismographe pour détecter une éventuelle activité interne de la planète et d'un complexe de capteurs météorologiques (pression, température, vitesse et direction du vent). Les résultats s'étendent sur trois années martiennes et deviennent une source de données importante sur l'atmosphère, la seule pendant plus de vingt ans. Les températures mesurées ont montré une variation saisonnière de  $-121^{\circ}\text{C}$  à  $-5^{\circ}\text{C}$  et une variation diurne importante pouvant atteindre  $80^{\circ}\text{C}$  d'amplitude en été pour la station de *Viking 1*. Les dizaines de milliers d'images transmises par les deux orbiteurs permettent de compléter la couverture générale réalisée auparavant par *Mariner 9* avec une meilleure résolution.

La superbe réussite des sondes *Viking* est ensuite suivie d'une longue période sans activité. Il faut attendre 1988 pour qu'une nouvelle mission soit tentée. Les soviétiques lancent deux sondes, *Phobos 1* et *Phobos 2*, avec à leur bord plusieurs expériences à participation française dont l'expérience *Auguste* du Service d'Aéronomie. L'objectif direct de la mission n'est pas la planète Mars mais l'un de ses satellites, Phobos. Les sondes doivent se placer sur une orbite quasi-circulaire voisine de celle de Phobos afin de s'en approcher à moins de 100 mètres pour larguer une petite station de surface. La sonde *Phobos 2* doit même y déposer une station mobile. Cette nouvelle mission très ambitieuse doit marquer le renouveau du programme planétaire soviétique. Mais deux mois après son lancement, la sonde *Phobos 1* est perdue suite à l'envoi d'une commande erronée qui arrête le système de contrôle d'attitude. Les panneaux solaires sont alors mal orientés et les batteries se déchargent très vite. *Phobos 2* atteint la planète Mars le 29 janvier 1989. Elle est mise en orbite quasi-circulaire afin de pouvoir s'approcher au plus près du satellite Phobos. Le 27 mars 1989, un mauvais fonctionnement de l'ordinateur de bord perturbe le contrôle d'attitude et les communications sont perdues. Cette perte intervient peu de temps avant le moment crucial de la mission, le survol du satellite à une cinquantaine de mètres [38]. Cependant, la sonde a observé la planète Mars pendant près de deux mois (52 jours) et a pu photographier Phobos. La seule expérience vraiment destinée à l'atmosphère martienne était l'instrument *Auguste*, un spectromètre par occultation solaire réalisé au Service d'Aéronomie du CNRS

par l'équipe du professeur Jacques Blamont en collaboration avec une équipe soviétique. Cet instrument observait l'atmosphère par occultation solaire dans deux bandes spectrales, en visible [7] et en infrarouge à 1,9  $\mu\text{m}$  et 3,7  $\mu\text{m}$  [26]. Un problème dans le système interne de pointage résultant d'une mauvaise interprétation de l'attitude nominale de la sonde ne permit pas d'observer la basse atmosphère<sup>1</sup> dans l'UV et le proche IR. Les données obtenues ont également dû être analysées plus finement. Les mesures des bandes d'absorption de l'eau et du  $\text{CO}_2$  à 1,9  $\mu\text{m}$  et de l'atténuation par les poussières dans la gamme 1,9  $\mu\text{m}$  et 3,7  $\mu\text{m}$  ont fourni des profils verticaux de la température, de la vapeur d'eau et du coefficient d'extinction par les poussières. Le spectromètre UV-visible a également permis de détecter une couche ténue d'ozone dans l'hémisphère boréal et près de l'équateur avec un maximum de concentration entre 40 et 45 kilomètres d'environ  $5 \cdot 10^7$  molécules/ $\text{cm}^3$  [8].

En novembre 1996, la sonde *Mars Global Surveyor* sonne le retour de l'exploration martienne de la NASA et du Jet Propulsion Laboratory. La mission est décidée après la perte de la sonde *Mars Observer* le 21 août 1993, qui devait fournir d'importants renseignements sur la planète, en particulier pour de futurs retours avec échantillons. *Mars Global Surveyor* quitte la Terre le 7 novembre avec 6 des 8 instruments<sup>2</sup> de *Mars Observer*. Elle arrive le 12 septembre 1997 et se place sur une orbite martienne elliptique. Le 16 septembre commence alors une longue phase d'aérofreinage qui doit placer à terme la sonde sur une orbite circulaire de cartographie. Dès le troisième passage rapproché dans la haute atmosphère, les instruments de *Mars Global Surveyor* ont l'opportunité d'acquérir une quantité significative de nouvelles données scientifiques concernant l'intérieur, la surface et l'atmosphère de Mars. On découvre que Mars possède un champ magnétique rémanent près de sa surface plutôt qu'un champ magnétique global comme la Terre, ou que la région d'*Elysium Planitia* dans l'hémisphère nord est d'une platitude extraordinaire. La sonde commence ensuite sa mission de grande envergure : réaliser une carte complète et détaillée de la planète Mars. La caméra MOC enregistre des images à très haute résolution, au mètre près. Le laser altimètre MOLA lui permet de dresser une carte topographique plus précise que celle de la Terre. Cette mission toujours en cours rencontre un succès phénoménal.

La sonde *Mars Pathfinder* est lancée le 4 décembre 1996. Ce petit engin part avec un mois de retard sur la sonde *Mars Global Surveyor* mais arrive bien avant sa compagne au terme d'un voyage de 7 mois. La sonde se pose sur Mars le 4 juillet 1997, 20 ans après les atterrisseurs *Viking*. Cette mission est déjà très particulière pour son atterrissage sans mise en orbite préalable autour de Mars. La sonde effectue une rentrée directe dans l'atmosphère et atterri dans la région d'*Ares Vallis*, à l'est des volcans géants du dôme de *Tharsis*. *Mars Pathfinder* est une petite station au sol constituée d'une plate-forme centrale et de trois panneaux d'un mètre de large recouverts de cellules solaires, qui s'ouvrent comme les pétales d'une fleur après un atterrissage rebondissant amorti par airbags. La station sera baptisée « station *Carl Sagan* » en hommage au célèbre astronome. L'atterrisseur sert de support pour des expériences diverses, mais aussi de relais entre la Terre et un petit robot de 10,5 kg baptisé *Sojourner*. *Sojourner* est le premier engin à se déplacer à la surface de Mars. Sa vitesse maximale

---

<sup>1</sup>pour  $z < 30$  km.

<sup>2</sup>les deux autres seront consacrés aux prochaines missions, l'instrument PMIRR pour l'orbiteur de *Mars Surveyor 98* et l'instrument GRS pour *Mars Odyssey*.

est de 24 mètres par heure. Il possède 6 roues indépendantes qui lui permettent de franchir des obstacles jusqu'à 12 cm de hauteur. Il progresse grâce à deux caméras frontales noir & blanc et une couleur à l'arrière, ainsi que cinq faisceaux lasers. Il étudie la physique des sols qu'il rencontre grâce aux empreintes qu'il laisse derrière son passage. En bloquant cinq roues et en tournant la sixième, il égratigne la surface et révèle le terrain sous jacent<sup>3</sup>. Mais *Mars Pathfinder* est avant tout une mission technologique et les objectifs scientifiques sont secondaires. Cette mission d'ingénieurs permet d'abord de valider la technique d'atterrissage direct sans mise en orbite, de tester les performances d'un robot comme *Sojourner* dans l'environnement hostile martien et de valider les nouvelles technologies qui seront mises en œuvre dans les futures missions d'exploration de la planète rouge, comme le système d'imagerie 3D pour la planification des déplacements du robot ou les airbags pour l'atterrissage. La station *Carl Sagan* sert de banc d'essai à la création d'un vaste réseau de stations scientifiques comme celui du projet *NetLander*. Car à cause d'une réduction des budgets alloués aux programmes spatiaux, la NASA repense la conception de ses sondes spatiales. La réduction de la masse est une priorité. La sonde ne pèse que 890 kg et la mission ne coûte que 265 millions de dollars contre 1,32 milliards de dollars pour un seul des atterrisseurs *Viking*. La mission marque un succès : elle retourne en trois mois 2,6 Gbits de données, dont 16 000 images de la surface de Mars prises par la caméra de l'atterrisseur, 550 images acquises par *Sojourner* et 8,5 millions de mesures concernant la température, la pression et les vents martiens. *Sojourner* se déplace sur une distance de 100 mètres. Il réalise 16 analyses chimiques de roches et de sols, mesure les propriétés physiques du sol et explore 250 m<sup>2</sup> de surface martienne. La station fonctionne trois fois plus longtemps que prévu<sup>4</sup> et le robot douze fois plus<sup>5</sup>.

La sonde *Mars Odyssey* est lancée le 7 avril 2001. À l'origine, la mission s'appelle *Mars Surveyor 2001* et comprend un orbiteur et un atterrisseur, mais l'échec complet de la mission *Mars Surveyor 98* en aura décidé autrement. La mission *Mars Surveyor 98* comprenait deux sondes, *Mars Climate Orbiter* et *Mars Polar Lander*, un orbiteur et un atterrisseur qui devaient fonctionner de concert. La NASA perd l'orbiteur le 23 septembre 1999 à la suite d'une erreur incroyable de navigation, puis l'atterrisseur trois mois plus tard, les deux sondes s'étant écrasées sur le sol martien. La sonde *Mars Odyssey* atteint Mars sans encombre le 24 octobre 2001 et se place sur un orbite elliptique avec une précision extrême. La sonde entame ensuite une phase d'aérofreinage de trois mois (au cours d'une grande tempête de poussière née quelques mois auparavant à proximité du bassin d'*Hellas*) et atteint son orbite polaire de travail à 400 kilomètres d'altitude en janvier 2002. La mission durera 917 jours puis la sonde jouera le rôle de relais de transmission pour les futurs atterrisseurs martiens, portant la durée à deux années martiennes. La mission a pour objectif d'observer la surface de Mars et de cartographier sa morphologie, sa minéralogie et sa composition chimique, en particulier l'abondance de l'hydrogène dans les couches peu profondes où il révélerait la présence d'eau. Dans ce but, la nouvelle charge utile est constituée de deux instruments [9] : TEMIS, un spectro-imageur des émissions infrarouges thermiques, et GRS, un ensemble de spectrométrie constitué de trois éléments, deux ensembles de dé-

<sup>3</sup>Il parvient au même résultat en tournant sur lui-même au rythme de 7° par seconde.

<sup>4</sup>La durée de vie nominale était de 30 jours.

<sup>5</sup>*Sojourner* devait fonctionner 7 jours.

tection des neutrons et un spectromètre du rayonnement gamma. Les trois instruments de GRS fournissent une information reliée à l'interaction du rayonnement cosmique avec la matière du sol ; utilisés en combinaisons, il est possible d'évaluer non seulement la composition chimique élémentaire du sol, mais aussi la répartition verticale de certains éléments jusqu'à environ 1 mètre de profondeur. Les données reçues jusqu'à aujourd'hui indiquent la présence d'une quantité substantielle de protons qui révèlent avec une forte vraisemblance la présence d'eau en abondance sur la planète. L'analyse indique que cette eau est enfouie sous une couche de sol contenant environ 1 % d'eau et dont l'épaisseur varie d'environ 1 mètre à 40° de latitude sud jusqu'à moins de 30 centimètres à 80° ; la couche inférieure semble constituée d'au moins 35 % d'eau en masse. En revanche, les mesures dans la région polaire nord ne présentent pas les mêmes caractéristiques et le signal d'hydrogène est pratiquement absent, si ce n'est dans une région restreinte autour de 60° de latitude et 230° de longitude. Les mesures sont en effet pour l'instant obtenues lors de l'été martien dans l'hémisphère sud, tandis que le pôle nord, en hiver, se trouve recouvert de glace de CO<sub>2</sub>. Mais à présent les saisons s'inversent avec, dans l'hémisphère boréal, l'arrivée du printemps depuis mars 2004. Les changements qui s'opèrent s'annoncent intéressants, d'autant que l'hypothèse semble se confirmer [17].

### 3) Mars aujourd'hui

Nous savons aujourd'hui que la surface de Mars est couverte de volcans éteints, de cratères d'impact plus ou moins récents, de profondes vallées fluviales aujourd'hui asséchées, de gorges et de canyons, de vastes plaines, de champs de dunes de sable, de fractures et de rides tectoniques, de calottes polaires faites de neige carbonique, de glace d'eau et de poussière. Mars possède un climat complexe avec des saisons, des vents, et des tempêtes de poussière qui peuvent recouvrir la planète entière. Les observations récentes montrent que de l'eau liquide s'est certainement écoulée à sa surface plus ou moins récemment dans des canyons, formant des îles, des terrasses fluviales, des deltas, des cônes de déjection, ou encore des ravines. Nous ignorons si cette eau liquide est restée longtemps en surface, mais elle a aujourd'hui disparu.

#### 3.1) Physique générale

Mars est la quatrième planète du système solaire et se caractérise par une couleur rouge orangé semblable à la rouille trahissant une forte altération de sa surface par des oxydes de fer. Avec une masse dix fois inférieure à celle de la Terre, un volume six fois inférieur et un diamètre presque deux fois plus petit, la superficie de Mars est égale à la superficie actuelle des continents terrestres émergés. Une année martienne dure 686,98 jours terrestres (soit près du double d'une année sur Terre) tandis qu'une journée martienne dure 24 h 37 min (soit légèrement plus qu'une journée sur Terre).

Mars n'a pas de champ magnétique très développé. Il a été détecté par la sonde *Phobos-2* et mesuré avec précision par la sonde *Mars Global Surveyor* en 1997, lors de son freinage atmosphérique qui mit alors en évidence son caractère rémanent. Cette sonde américaine a utilisé une technique de mise en orbite progressive autour de la planète rouge, l'aérofreinage, qui consiste à circulariser l'orbite d'un satellite en le

frottant sur les hautes couches de l'atmosphère lors de son passage au périastre. Grâce à cette manœuvre qui a duré plus d'un an, il est établi que le champ magnétique de Mars n'est plus global. Il s'agit d'un champ magnétique fossile, très localisé à des régions de l'hémisphère sud, les vieilles régions martiennes du haut plateau cratérisé. Selon les modèles actuels, le champ magnétique martien ne fut développé qu'au début de l'histoire de la planète, pendant les premières centaines de millions d'années. Il diminua progressivement jusqu'à sa forme actuelle. Par ailleurs, les variations du champ magnétique enregistrées par la sonde *Mars Global Surveyor* sont étonnamment contrastées puisque les écarts varient de plus ou moins 1 500 nanoTesla pour un satellite situé à 100 km d'altitude. Pour la Terre, les écarts ne sont que de 10 nanoTesla pour un satellite situé à 400 km.

Une ionosphère se forme sur Mars suite à l'ionisation des hautes couches de l'atmosphère par le vent solaire. Son existence a été mise en évidence par les sondes spatiales *Mariner-4*, *Mars-2*, *Mars-3*, *Mariner-9*, *Viking-1* et *Viking-2*. Plus récemment, les sondes *Phobos-2*, *Mars Pathfinder*, *Mars Global Surveyor*, *Mars Odyssey* et *Nozomi* ont apporté des informations complémentaires sur ce sujet. L'ionosphère se situe, sur Mars, entre 100 et 800 km d'altitude.

### 3.2) Topologie générale

Mars présente une forte dichotomie altimétrique entre son hémisphère nord, constitué de basses plaines récentes et resurfacées, et son hémisphère sud, constitué de vieux et hauts plateaux très cratérisés. Cette caractéristique est étonnante et toujours inexpiquée. Cette dichotomie est soulignée par une curieuse zone de transition large de quelques centaines de kilomètres qui sépare les deux hémisphères, et qui est aujourd'hui interprétée comme pouvant être le paléorivage d'un ancien océan polaire.

Ainsi, les hauts plateaux de l'hémisphère sud surplombent de cinq kilomètres les basses plaines de l'hémisphère nord. Par ailleurs, la croûte martienne est plus fine dans l'hémisphère nord (environ 35 kilomètres) que dans l'hémisphère sud (environ 80 kilomètres). Pour certains, cette différence serait le résultat de l'impact d'un bolide qui aurait pu être deux fois plus petit que la Lune. Pour d'autres, elle proviendrait de processus internes encore mal compris.

### 3.3) L'atmosphère de Mars

L'atmosphère de Mars est très ténue. Elle est constituée principalement de gaz carbonique, puis d'azote, d'argon, de dioxygène, de monoxyde de carbone, de vapeur d'eau. Cette atmosphère fine et très pauvre en ozone laisse passer le rayonnement ultraviolet du Soleil jusqu'au sol dans des proportions six cent fois plus importantes que sur Terre.

La pression atmosphérique varie de 7 à 10 hPa. Cette variation est due à la condensation saisonnière du dioxyde de carbone, le composant majoritaire, elle-même provoquée par la forte inclinaison de l'équateur sur le plan de l'écliptique et l'excentricité de l'orbite : le passage au périhélie est proche de l'été au pôle sud. Le gaz carbonique forme alternativement une calotte saisonnière de près d'un mètre d'épaisseur aux pôles nord et sud. Les sondes *Viking* ont ainsi mesuré des variations de pression qui ont atteint 30 %. La concentration de vapeur d'eau varie de manière importante en quelques

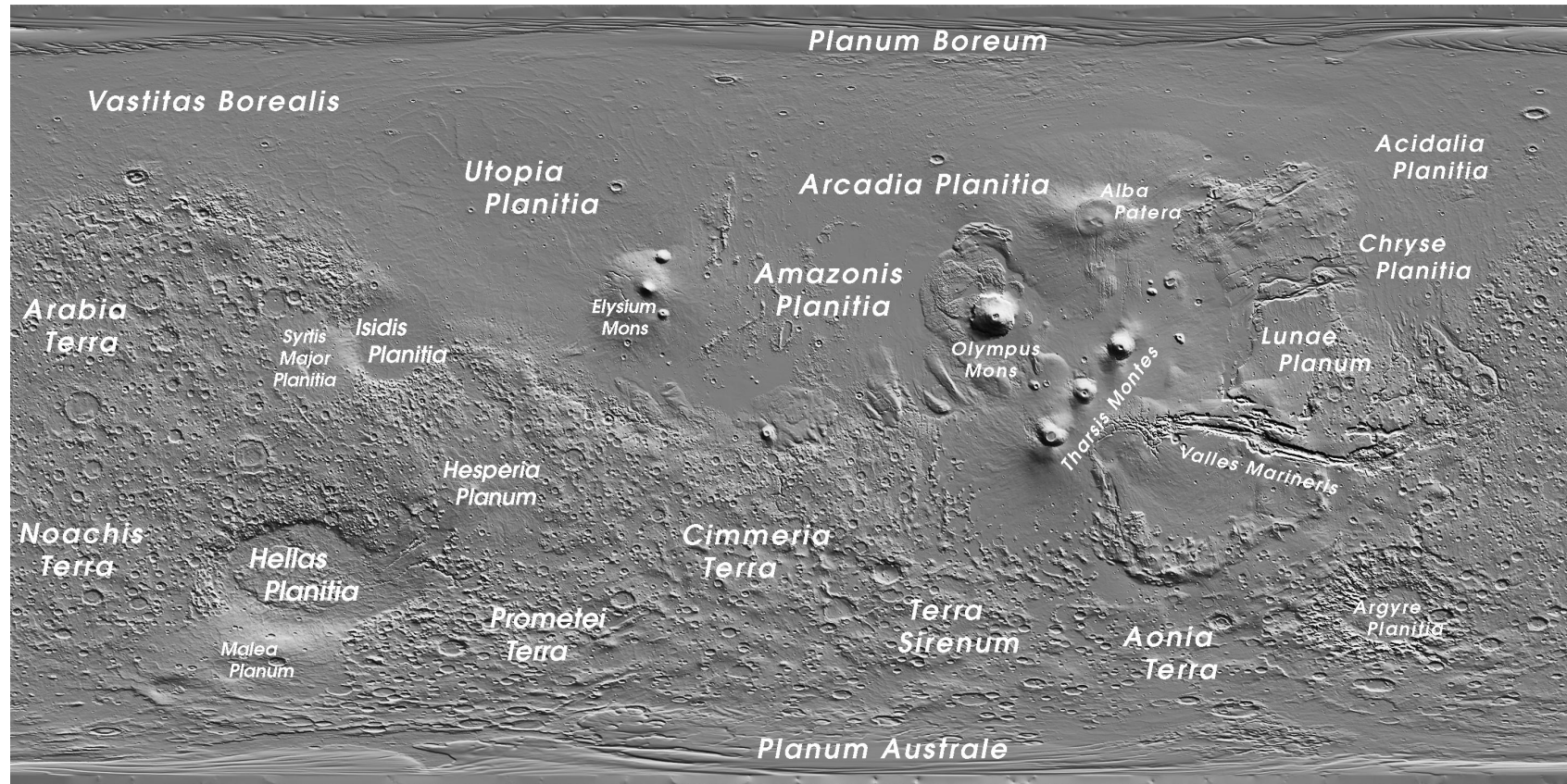


FIG. 1.1 – Planisphère réalisé à partir des données recueillies par le laser altimètre MOLA embarqué à bord de la sonde *Mars Global Surveyor*. La carte est composée de 200 millions d'impulsions ponctuelles et de 5 millions de nœuds. La résolution est d'environ 15 km à l'équateur et un peu moins aux latitudes plus élevées. La précision verticale est de 5 mètres. D'après NASA / MOLA Science Team.



	Mars	Terre
<b>Paramètres orbitaux</b>		
Demi grand axe	1,523 66 ua	1 ua
Excentricité	0,093 34	0,016 7
Distance à l'aphélie	249,23 Gm	152,105 142 Gm
Distance au périhélie	206,65 Gm	147,103 311 Gm
Inclinaison	25° 19'	23° 27'
Période orbitale (révolution)	686,979 7 d	365,242 5 d
soit...	1,88 an	1 an
Jour sidéral	88 642,7 s	86 164,1 s
soit...	24 h 37 min 23 s	23 h 56 min 4s
Vitesse orbitale moyenne	24,13 km/s	29,79 km/s

<b>Paramètres astronomiques</b>		
Jour solaire moyen	88 775,2 s	86 400 s
soit...	23 h 39 min 35,2 s	24 h
Durée des saisons dans l'hémisphère nord	Printemps : 199,6 d Été : 181,7 d Automne : 145,6 d Hiver : 160,1 d	Printemps : 92,8 d Été : 93,6 d Automne : 89,8 d Hiver : 89 d
Distance maximale à la Terre	2,676 ua	–
Distance minimale à la Terre	0,373 ua	–
Diamètre apparent depuis la Terre	de 3,5" à 25,1"	–
Magnitude depuis la Terre	de +1,8 à -2,9	–

<b>Paramètres géophysiques</b>		
Masse	$6,418\,5 \cdot 10^{23}$ kg	$59,76 \cdot 10^{23}$ kg
Diamètre équatorial	6 794 km	12 756 km
Diamètre polaire	6 760 km	12 713 km
Aplatissement au pôle	0,005 2	0,003 4
Volume	$163,180 \cdot 10^6$ km <sup>3</sup>	$1\,083,320 \cdot 10^6$ km <sup>3</sup>
Densité moyenne	3,96 g/cm <sup>3</sup>	5,51 g/cm <sup>3</sup>
Surface des terres émergées	$1,444 \cdot 10^{14}$ m <sup>2</sup>	$1,479 \cdot 10^{14}$ m <sup>2</sup>
Accélération de la pesanteur à l'équateur	3,719 m/s <sup>2</sup>	9,780 m/s <sup>2</sup>
Gravité au pôle	3,758	9,84
Gravité à l'équateur	3,771	9,78
Vitesse de libération à l'équateur	5 020 m/s	11 180 m/s
Pression atmosphérique moyenne	5,6 hPa	1 013 hPa
Température moyenne du sol	-27° C	+12° C
Température moyenne en surface (à 1m)	-53° C	+15° C
Température maximale en surface	+27° C	+58° C
Température minimale en surface	-140° C	-89° C
Moment magnétique dipolaire (vs. Terre)	$< 10^{-4}$	1

TAB. 1.2 – Paramètres orbitaux, astronomiques et géophysiques de Mars [23][32] comparés à ceux de la Terre.

jours, lorsque l'eau passe de l'état solide à l'état gazeux.

### Composition atmosphérique

Les abondances de la basse atmosphère ont été mesurées par les spectromètres de masse des sondes *Viking* [34][23], qui ont mis en évidence, outre les principaux composants déjà connus, l'azote, l'oxygène, et ont détecté l'argon et le xénon : 95,3% de CO<sub>2</sub>, 2,7% de N<sub>2</sub>, 1,6% d'Ar, 0,13% d'O<sub>2</sub>, 0,07% de CO et quelque 0,03% d'H<sub>2</sub>O. La concentration de l'eau varie fortement au gré des saisons et des latitudes, puisqu'elle est imposée par la faible température qui règne en surface. Rappelons que, dans le diagramme de phase de l'eau, le point triple a pour coordonnées T = 273 K et P = 4,6 mmHg, soit 6,1 mbars. L'eau ne peut donc être liquide sur Mars tant que sa pression partielle reste inférieure à 6,1 mbar. Actuellement, les pressions partielles maximales de l'eau n'atteignent pas 0,06 mbar. L'eau n'existe donc que sous forme de vapeur ou de glace, selon la température. Sur le site de *Viking-2* par exemple, la température nocturne en hiver est de 160 K. La pression de vapeur saturante de la glace est alors inférieure à 10<sup>-6</sup> mbar ; il y a donc formation de givre. Lors du réchauffement, le givre disparaît : pour une température de 180 K, la pression de vapeur saturante de l'eau passe à 6 10<sup>-5</sup> mbar, ce qui correspond à une concentration voisine de 0,001 % ; à 200 K, elle monte à 0,02 %.

Du fait de la faible teneur en dioxygène, l'ozone est très peu abondant (0,02 ppm en moyenne sur le disque, avec un maximum aux environs de 40 km et de fortes variations spatio-temporelles). L'atmosphère de Mars est donc très perméable au rayonnement ultraviolet solaire. Il est responsable de la présence d'hydrogène atomique, à très faible concentration, provenant de la photodissociation de la molécule d'H<sub>2</sub>O. L'hydrogène et l'hélium ne sont pas suffisamment retenus par la gravité. À l'exception de l'argon, les gaz rares ne sont présents qu'à l'état de traces : Ne (2,5 ppm), Kr (0,3 ppm) et Xe (0,08 ppm). Leurs abondances élémentaires et isotopiques sont des traceurs importants de l'évolution de l'atmosphère.

	Mars	Terre
<b>Composition de l'atmosphère</b>		
Dioxyde de carbone (CO <sub>2</sub> )	95,32 %	0,031 4 %
Azote (N <sub>2</sub> )	2,7 %	78,084 %
Argon (Ar)	1,6 %	0,934 %
Dioxygène (O <sub>2</sub> )	0,13 %	20,95 %
Monoxyde de carbone (CO)	0,07 %	50 à 200 ppm
Vapeur d'eau (H <sub>2</sub> O)	0,03 %	0,02 à 10 ppm
Néon (Ne)	2,5 ppm	18,2 ppm
Krypton (Kr)	0,3 ppm	1,14 ppm
Xénon (Xe)	0,08 ppm	0,087 ppm
Ozone (O <sub>3</sub> )	0,004 à 0,2 ppm	0,01 à 0,1 ppm

TAB. 1.3 – Composition actuelle de l'atmosphère de Mars [23] comparée à celle de la Terre . Les rapports de mélange de l'atmosphère terrestre sont donnés par le modèle d'atmosphère standard [47].

## Structure thermique

La température au sol est de 210 K, moyennée sur toute la surface et sur l'ensemble du cycle saisonnier martien. Elle n'est supérieure que de 4 K à la température d'équilibre de Mars, compte tenu de son albédo moyen et de sa distance moyenne au Soleil ; l'effet de serre est donc très limité sur Mars, ce qui s'explique par la faible pression de surface. Les variations de température saisonnières et géographiques au sol sont considérables : celle-ci peut descendre jusqu'à 145 K aux pôles en hiver et atteindre 300 K aux basses latitudes en été.

Comme dans le cas de Vénus, la structure thermique de Mars est caractérisée par une troposphère, une mésosphère et une thermosphère. Dans la troposphère, qui s'étend du sol à 50 km d'altitude environ, la température décroît à mesure que l'altitude augmente. Le sol est chauffé par le rayonnement solaire visible et infrarouge proche, et le transport d'énergie dans la troposphère s'effectue par convection, comme sur Terre et Vénus. La mésosphère, comme pour Vénus, est approximativement isotherme. La thermosphère, qui s'étend au-delà de 120 km, est chauffée par le rayonnement solaire dans l'extrême UV ; les variations jour-nuit y sont importantes. Il n'y a pas l'équivalent dans l'atmosphère de Mars de la stratosphère terrestre, dont l'existence est due au réchauffement occasionné par l'absorption du rayonnement ultraviolet solaires par l'ozone.

Le profil thermique martien a été déduit sur l'ensemble du globe par l'inversion des données infrarouges obtenues par les orbiteurs *Mariner 9*, *Viking* et plus récemment *Mars Global Surveyor*. Les atterrisseurs *Viking* l'ont également mesuré dans les deux sites où elles se sont posées. Le dioxyde de carbone, qui représente 95 % de la composition atmosphérique, est utilisé pour inverser le profil thermique à partir de sa bande à 15  $\mu\text{m}$  particulièrement intense. La température de surface est mesurée à une longueur dépourvue d'absorption atmosphérique (7 ou 20  $\mu\text{m}$ ), tandis qu'une mesure autour de 9  $\mu\text{m}$  fournit une information sur l'opacité des poussières. Des cartes de la température au sol et à différentes altitudes sont ainsi obtenues en fonction du cycle saisonnier. À partir des champs de température et de pression, on a pu établir des cartes de vents ; ces vents dits thermiques sont calculés à partir de l'équilibre hydrostatique. Les résultats sont en très bon accord avec les modèles de circulation générale de l'atmosphère martienne, comme *The Mars Thermospheric LMD General Circulation Model* développé par le Laboratoire de Météorologie Dynamique du CNRS à Paris [1].

## La pression atmosphérique

La pression atmosphérique au sol est très faible et représente 1/160<sup>e</sup> de celle de la Terre. Elle varie entre 5 et 7 hectopascals dans les zones de plaine. Au niveau global, la pression atmosphérique peut varier de 30 % en quelques heures. La valeur de pression moyenne – 6,1 hPa – est choisie comme valeur de référence définissant l'altitude zéro.

Comme nous l'avons vu, l'eau liquide ne peut exister en surface, sauf peut-être dans de profondes vallées peu encaissées et fortement réchauffées par les rayons du Soleil durant quelques heures en été. Dans ce cas, la plus forte pression atmosphérique pourrait contribuer à ce que l'eau passe de l'état solide à l'état liquide. Le reste de l'année et partout ailleurs, la pression atmosphérique martienne est trop faible et l'eau ne peut donc exister que sous forme de vapeur ou de glace, passant par des phases de

sublimation ou de précipitation solide.

### **Dynamique de l'atmosphère : circulation générale**

La dynamique atmosphérique est principalement soumise à trois paramètres : la température, la teneur en poussières de l'atmosphère et le rayonnement solaire.

L'obliquité et l'excentricité de la planète provoquent de grands changements climatiques au cours de l'année. Celle-ci est ainsi jalonnée de saisons très marquées, de durées inégales compte tenu de la deuxième loi de Kepler. Dans l'hémisphère nord, le printemps, l'été, l'automne et l'hiver durent respectivement 194, 178, 143 et 154 sols<sup>6</sup>. Les températures les plus élevées ont lieu lors de l'été dans l'hémisphère sud, puisqu'alors la distance au Soleil est la plus faible. Cet été est en revanche plus court que celui de l'hémisphère nord, de 24 sols.

Cette dynamique engendre d'importantes variations de température et de pression, et provoquent la précipitation de glaces (d'eau et de neige carbonique), ou au contraire leur sublimation. Nous avons vu que la pression atmosphérique peut varier de 30 % au cours de l'année. Les variations locales et saisonnières de la température et de la pression entraînent une circulation atmosphérique extrêmement active. Comme sur la Terre et sur Vénus, cette circulation est de type convectif, et se caractérise par des cellules de Hadley. À l'équinoxe, l'air chaud s'élève de l'équateur pour redescendre à haute latitude en formant deux cellules convectives. En période de solstice, on observe une seule grande cellule qui prend naissance au point subsolaire, en un mouvement ascendant qui entraîne le gaz atmosphérique au-delà de 50 km d'altitude pour le faire redescendre dans l'autre hémisphère. En conséquence de cette circulation, des vents violents balayent régulièrement la planète ; au sol, les vents peuvent atteindre 100 km/h, et augmenter avec l'altitude pour atteindre 400 km/h à 50 km. Les tempêtes de sable peuvent s'étendre à l'ensemble de la planète. Les plus grandes tempêtes de poussière débutent généralement en été dans l'hémisphère sud, là où la température du sol est la plus élevée. Les aérosols en suspension, qui contribuent au réchauffage de l'atmosphère en absorbant directement le rayonnement solaire, entretiennent et amplifient la circulation.

Suite à cette circulation, des nuages se forment, principalement des *cirrus*, ainsi que des brumes, à des époques différentes selon les saisons. Des « coiffes » de brume givrante recouvrent les calottes polaires l'hiver, tandis que l'été, les nuages se forment essentiellement sur les zones de relief (les sommets volcaniques).

### **L'eau sur Mars : un indice de son histoire passée**

Si la pression partielle de vapeur d'eau est très faible, l'abondance de l'eau contenue sous forme de glace dans la calotte polaire nord est équivalente à un océan global d'une profondeur moyenne de 9 mètres. Cette quantité reste donc faible comparée aux océans terrestres, d'une profondeur moyenne de 2 700 mètres.

Cependant, l'eau aurait pu être beaucoup plus abondante dans le passé. L'existence de vallées ramifiées dans les terrains anciens et de vallées de débâcle dans les terrains chaotiques pourraient impliquer l'existence d'eau liquide il y a de cela 3,5 milliards

---

<sup>6</sup> 1 sol = 1 jour martien.

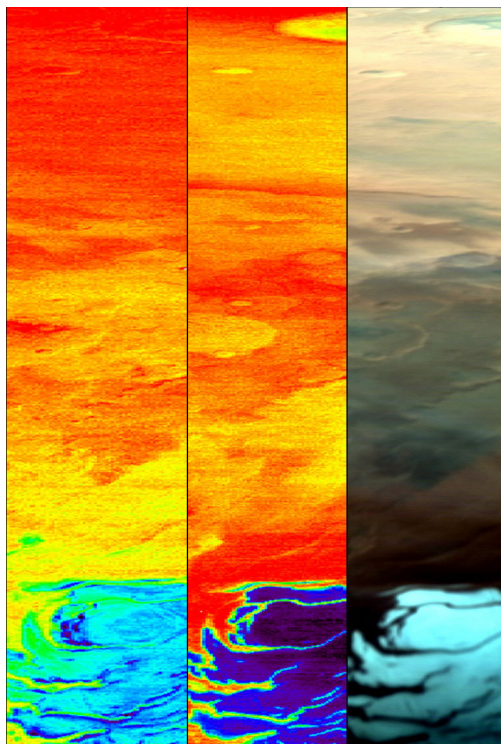


FIG. 1.2 – La calotte polaire sud vue par l'expérience *Omega* sur *Mars-Express*, le 18 janvier 2004, sous trois bandes spectrales : de gauche à droite, canal glace d'eau, canal glace de dioxyde de carbone, et canal visible. Pour les deux premières, en fausses couleurs, l'intensité du signal est croissant du rouge vers le bleu foncé. Crédit : ESA - OMEGA.

d'années. Autre indice, le laser-altimètre de la mission *Mars Global Surveyor* a montré que la ligne de dichotomie qui sépare les terrains anciens et élevés de l'hémisphère sud des plaines plus basses situées au nord présente une altitude remarquablement constante ; cette ligne pourrait constituer la ligne de rivage d'un océan qui aurait recouvert les plaines du nord. Enfin, la mesure du rapport D/H dans la vapeur d'eau martienne montre, comme dans le cas de Vénus, un enrichissement significatif (quoique bien moindre) : il est six fois plus élevé que sur Terre, à comparer au facteur de 120 mesuré sur Vénus. Pour les deux planètes, l'interprétation de cet enrichissement est un effet d'échappement gravitationnel différentiel, le deutérium D s'échappant plus difficilement que l'hydrogène H. L'enrichissement d'un facteur 6 mesuré sur Mars impliquerait donc qu'une grande quantité des molécules d' $\text{H}_2\text{O}$ , au moins les 5/6<sup>e</sup> de ce qui reste actuellement, s'est échappée au cours de l'histoire de la planète. Selon les modèles, la pression atmosphérique initiale à la surface de Mars pourrait avoir atteint plusieurs dixièmes de bars. Cette valeur aurait alors été suffisante pour alimenter un effet de serre modéré, d'où une température plus élevée qu'aujourd'hui qui aurait autorisé la présence d'eau liquide au début de l'histoire de la planète. Il est vraisemblable que du fait de la faible masse relative de Mars comparée à Vénus et à la Terre, et donc de la quantité plus faible d'énergie interne disponible, l'effet de serre se soit peu à peu ralenti et que la planète se soit refroidie. L'eau se serait alors retrouvée piégée sous la

surface sous forme de pergélisol. Ce scénario est conforté par la détection du champ magnétique fossile par le magnétomètre de *Mars Global Surveyor*. Il semble indiquer que Mars avait un champ magnétique interne propre pendant les premières centaines de millions d'années.

### La stabilité du dioxyde de carbone

Une question principale relative à l'aéronomie martienne concerne sa faible abondance en monoxyde de carbone (CO) et en dioxygène (O<sub>2</sub>). L'atmosphère martienne étant peu dense, elle est transparente au rayonnement UV solaire. Or les photons de longueur d'onde inférieure à 200 nm photodissocient les molécules de CO<sub>2</sub> en radicaux CO et O. Le rapport de mélange devrait donc évoluer rapidement vers une valeur supérieure aux valeurs observées actuellement. Une telle évolution est probablement ralentie par l'action chimique du radical OH sur le monoxyde de carbone, capable de reformer rapidement la molécule de CO<sub>2</sub>. À condition donc qu'il y ait suffisamment de vapeur d'eau et que le transport vertical soit suffisamment intense pour que le monoxyde de carbone produit à haute altitude soit transporté rapidement en dessous de 40 km, dans les régions basses de l'atmosphère où la réaction est possible. Le problème de la stabilité de l'atmosphère de Mars est donc lié au double problème de la présence de l'eau et du transport vertical du monoxyde de carbone. Dans les modèles 1-D, ce transport est décrit par un coefficient de diffusion turbulente. La valeur nécessaire pour expliquer la faible concentration du dioxygène et du monoxyde de carbone est très grande, et sans doute peu réaliste. On pense plutôt maintenant que le transport vertical se produit dans la circulation atmosphérique en 3 dimensions.

Quand à la calotte polaire permanente sud, on y voit à présent de la glace de CO<sub>2</sub>. Byrne & Ingersoll ont supputé que sous une couche d'environ 8 mètres de glace carbonique, il y aurait de la glace d'eau [45]. *Spicam-Light* et *Omega* sur *Mars-Express* ont effectivement distingué pour la première fois, en janvier 2004, la signature spectrale de la glace de H<sub>2</sub>O.



## Chapitre 2

# Le sondage atmosphérique par la méthode des occultations stellaires

*Spicam-Light* est un instrument dédié à l'étude de l'atmosphère de Mars par la méthode des occultations stellaires et solaire, et par l'analyse spectrale de la lumière rétrodiffusée depuis le nadir. Le sondage atmosphérique par occultation stellaire est une technique qui permet de mesurer les profils verticaux de température et de densité d'une atmosphère. Il utilise la lumière des étoiles après passage au travers des différentes couches de l'atmosphère dont il recueille le spectre optique au cours d'une occultation. Cette technique, actuellement mise en œuvre par l'instrument *Gomos* chargé d'effectuer une surveillance de la couche d'ozone à bord du satellite *Envisat* en orbite autour de la Terre, fait preuve d'une grande efficacité. Elle devait être plus tôt reprise par l'instrument *Spicam* à bord de la sonde *Mars-96*, mais on se souvient du sort tragique que connut cette mission. Elle l'est de nouveau maintenant par les instruments *Spicam-Light* à bord de *Mars-Express* et *Spicav* à bord de *Vénus-Express*.

Ce chapitre décrit la méthode de sondage par occultation. Il évoque les sources utilisables pour le sondage d'une atmosphère – sources radio, Soleil ou étoiles – et précise les avantages de chacune d'elles. Il s'attarde ensuite sur l'occultation stellaire qui nous intéresse particulièrement.

### 1) Le sondage atmosphérique

Un sondage atmosphérique mesure, par objectif même, la composition d'une atmosphère. Les techniques qui réalisent des mesures avec l'altitude sont particulièrement recherchées parce qu'elles permettent d'accéder aux profils verticaux de température, à la composition verticale et aux cycles chimiques, aux interactions atmosphère-surface et atmosphère-milieu interplanétaire, ainsi qu'à la dynamique atmosphérique.

**Les sondes *in situ*** sont très utilisées sur Terre. Elles permettent des mesures locales très précises. En vol embarqué, elles renseignent sur les profils verticaux de température et de densité et offrent une petite couverture spatiale. Au sol en revanche, leur répartition ne permet pas d'étudier la distribution horizontale à moins d'en prévoir un large réseau. Les sondes embarquées sont limitées en altitude puisque les vols de ballons – les plus hauts qui soient dans l'atmosphère – dépassent rarement les 40 km



d'altitude sur Terre (soit la haute stratosphère). Le gonflage des ballons atmosphériques est une opération délicate et l'activité est difficile à mettre en œuvre autrement que sur Terre. On se souviendra du projet de l'aérostat martien dont l'étude avait débuté en 1989 sous l'impulsion du professeur Jacques Blamont au Service d'Aéronomie. Prévu pour être embarqué à bord de la seconde sonde *Mars-96*, en même temps que *Spicam*, le projet connut des difficultés dans le déploiement du ballon. Pour ne pas toucher le sol de Mars, celui-ci devait se déployer au cours de la rentrée atmosphérique... à près de 20 000 km/h. Les essais préalables réalisés sur Terre furent loin d'être concluants et, suite au retard<sup>1</sup> de la Russie dans la préparation de la seconde sonde *Mars-96*, le projet fut abandonné.

**Les lidars** sont des sondes *in situ* particulières. Ils utilisent la lumière rétrodiffusée par les constituants de l'air soumis à une impulsion laser. Ces instruments sondent du sol la colonne verticale de l'atmosphère au dessous de laquelle ils se trouvent. Ils mesurent les profils verticaux de température et de densité ainsi que la vitesse horizontale des vents. Ces instruments offrent une très bonne résolution verticale et atteignent des altitudes bien plus élevées, jusqu'à la basse mésosphère suivant le type, mais ils n'assurent pas de couverture géographique. La technique réclame une infrastructure importante et ne peut s'appliquer pour le moment qu'à l'atmosphère de la Terre.

Les sondes *in situ* permettent certainement les meilleures analyses qui soient mais elles restent encore très lourdes à mettre en œuvre. Les sondes destinées aux études des atmosphères non terrestres subissent la pénalité supplémentaire de devoir rester isolées de toute intervention humaine. Le sondage vertical d'une atmosphère planétaire autre que celle de la Terre repose donc pour le moment sur d'autres méthodes.

Les atmosphères planétaires, comme tout milieu optique, réfractent, absorbent et diffusent le rayonnement électromagnétique. Il est déjà possible d'étudier de la Terre les perturbations induites sur le rayonnement d'une étoile qui se trouverait en arrière plan. C'est la technique de l'occultation. Elle a permis de découvrir les neuf anneaux d'Uranus le 10 mars 1977 lors de l'occultation de l'étoile SAO158687 par la planète, ou de détecter la présence d'ondes verticales de gravité dans la haute atmosphère de Mars, de Jupiter et de Titan. Cependant, la lumière traverse aussi l'atmosphère de la Terre et cette dernière exclut l'étude de certains domaines de longueur d'onde (UV, IR...), et l'observateur reste de toute façon très éloigné de son sujet. Cette technique limite donc l'étude des atmosphères distantes aux altitudes les plus élevées.

Les sondes spatiales, une fois en orbite planétaire, disposent donc d'un site d'observation privilégié. Considérablement plus proche de l'atmosphère, elles offrent une couverture spatiale et verticale beaucoup plus fine que celles permises par les observations de la Terre. Les sondes spatiales permettent en outre plusieurs observations :

**Les observations au nadir** où l'instrument vise en direction du centre de la planète. Il mesure le spectre de la lumière solaire rétrodiffusée par la surface et l'atmosphère. La comparaison du spectre mesuré au spectre solaire permet de calculer la quantité intégrée des constituants responsables des absorptions observées sur le trajet de la

---

<sup>1</sup>Les travaux prirent beaucoup de retard. La Russie concentra ses efforts sur la première sonde, et la seconde sonde ne fut finalement jamais prête.

lumière. Cette méthode permet d'étudier les couches basses et denses de l'atmosphère et d'observer des composants à très faible rapport de mélange.

**Les observations au limbe** où l'instrument vise le limbe éclairé de la planète. Il observe le spectre des émissions naturelles de l'atmosphère, éclairée ou non par le Soleil. La spectroscopie d'émission au limbe permet de déterminer les conditions photochimiques et aéronomiques de l'atmosphère, par la connaissance des espèces chimiques présentes et des mécanismes d'excitation lumineuse mis en jeu. À partir du spectre d'émission naturelle, il est possible

- d'identifier l'atome, la molécule ou l'ion émetteur ;
- de mesurer la quantité intégrée de l'espèce émettrice sur la ligne de visée ;
- d'en déduire des paramètres atmosphériques importants si on connaît le processus d'émission lumineuse.

**Le sondage par occultation** où l'instrument vise une source lointaine peu avant ou peu après son occultation par le disque planétaire. La lumière traverse progressivement différentes couches de l'atmosphère. L'étude de l'évolution des perturbations qu'elle subit fournit des informations sur les caractéristiques de l'atmosphère avec l'altitude.

L'instrument *Spicam-Light* est conçu pour observer Mars suivant ces trois types d'observations à bord de *Mars-Express*, une fois en orbite martienne. Nous allons nous attarder sur la méthode de sondage par occultation stellaire, qui mérite d'être détaillée.

## 2) Le sondage par occultation

Une occultation désigne en astronomie la disparition momentanée d'un astre derrière un corps de diamètre apparent supérieur. De façon plus générale, cette dénomination s'applique encore lors du passage d'un corps de grand diamètre apparent entre une source de lumière, quelle qu'elle soit, et l'observateur. Lorsque ce corps est une planète munie d'une atmosphère, le rayonnement subit des perturbations dues aux différentes couches de l'atmosphère peu avant l'immersion par le corps planétaire et peu après son émergence (voir figure 2.1). L'étude de ces perturbations permet d'obtenir des informations sur les caractéristiques de l'atmosphère. Elle permet notamment un

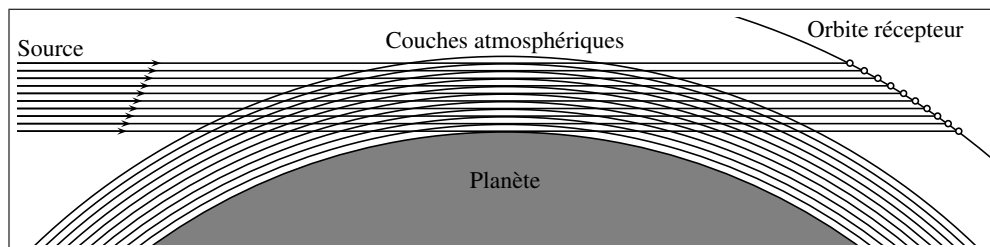


FIG. 2.1 – Représentation simplifiée d'une occultation par les différentes couches atmosphériques d'une planète. Pour une atmosphère non terrestre, le récepteur peut être situé sur Terre et observer depuis le sol, ou en orbite autour de la planète.

sondage en fonction de l'altitude. Les effets se manifestent sous deux formes : par la réfraction et par l'extinction par absorption et/ou diffusion.

### 2.1) L'occultation réfractive

La réfraction atmosphérique a pour effet de « courber » le chemin optique (cf. figure 2.2). La mesure de cette déviation permet de déterminer les profils verticaux de densité, de température et de pression de l'atmosphère.

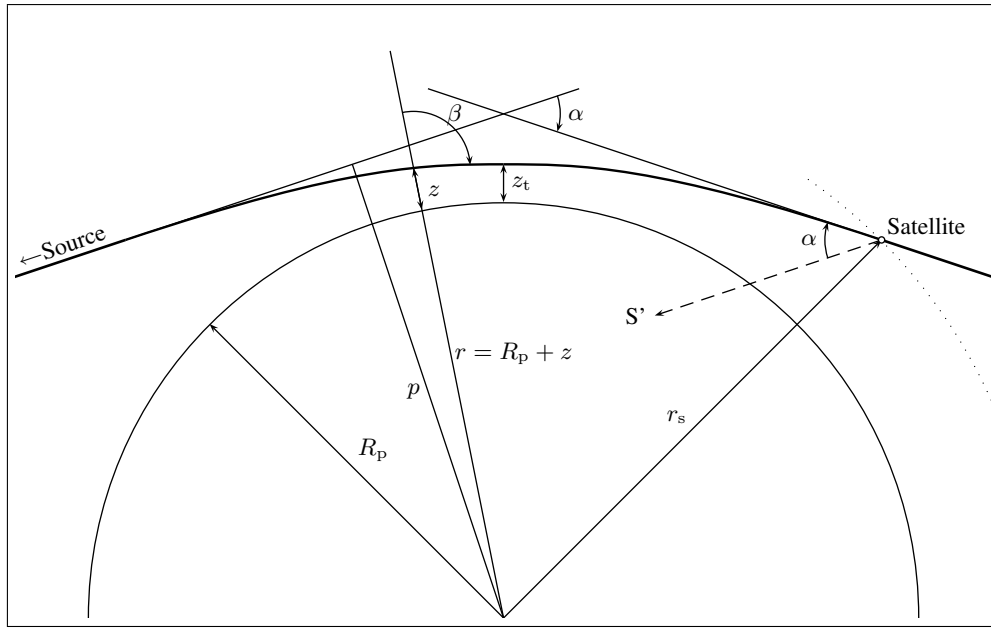


FIG. 2.2 – Effet de la réfraction atmosphérique sur les faisceaux optiques [19].

Soient

- $p$  le paramètre d'impact ;
- $z_t$  l'altitude tangente, ou altitude minimale du rayon ;
- $\alpha$  l'angle de réfraction, ou angle de déviation totale du rayon.

Dans l'hypothèse d'une atmosphère à symétrie sphérique, on montre que

- le rayon reste dans le plan défini par la source, le centre de la symétrie sphérique et l'observateur ;
- les faisceaux obéissent à la loi de Snell-Descartes

$$\mu r \sin \beta = \mu_t r_t = p, \quad (2.1)$$

où  $\mu$  est l'indice de réfraction et  $\beta$  est l'angle entre le rayon vecteur et le vecteur tangent au chemin optique ;

- le rayon de courbure est donné par la relation

$$R_c = \frac{\mu}{\sin \beta} \left( \frac{d\mu}{dr} \right)^{-1}. \quad (2.2)$$

La déviation totale d'un rayon s'exprime par

$$\alpha = 2\mu_t r_t \int_{\mu_t r_t}^{\infty} \frac{d(\ln \mu)}{d(\mu r)} \frac{1}{\sqrt{\mu^2 r^2 - \mu_t^2 r_t^2}} d(\mu r) . \quad (2.3)$$

Cette déviation est la transformée d'Abel de l'indice de réfraction  $\mu$ . L'indice de réfraction s'obtient donc par la transformée inverse et s'exprime par

$$\mu = \exp \left( \frac{1}{\pi} \int_{\mu_r}^{\infty} \frac{\alpha(\mu_t r_t)}{\sqrt{\mu^2 r^2 - \mu_t^2 r_t^2}} d(\mu_t r_t) \right) . \quad (2.4)$$

On détermine alors la densité  $\rho$  de l'atmosphère par sa relation avec l'indice de réfraction

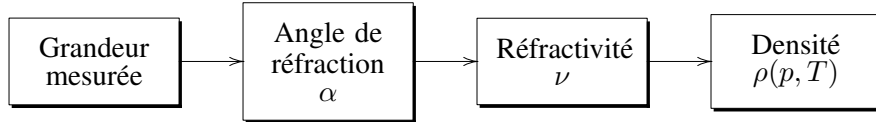
$$\mu = 1 + \nu(\rho, \lambda) , \quad (2.5)$$

où  $\nu$  représente la réfractivité du milieu.

La grandeur mesurée au cours de l'occultation peut être différente suivant les expériences (le déphasage du signal, la variation d'intensité, etc.) mais elle permet de retrouver l'angle de réfraction qu'ont subi les faisceaux en fonction de l'altitude, grâce à un modèle d'atmosphère et un processus itératif basé sur les mesures. L'angle de réfraction permet alors de déterminer la réfractivité, liée à la densité électronique (ionosphère) ou atmosphérique (atmosphère neutre). Sous l'hypothèse d'une atmosphère en équilibre hydrostatique (équation 2.6) et constituée d'un gaz parfait (équation 2.7), il est alors possible de retrouver les profils verticaux de température  $T(z)$  et de pression  $p(z)$ .

$$dp(z) = -\rho(z)g dz \quad (2.6)$$

$$p(z) = \rho(z)RT(z) \quad (2.7)$$



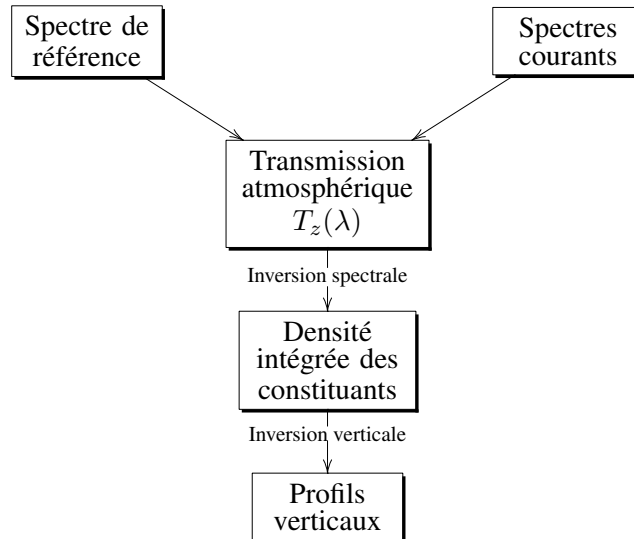
## 2.2) L'occultation absorptive

Le sondage par occultation absorptive repose sur l'atténuation du flux due à l'absorption et à la diffusion des constituants atmosphériques le long de la ligne de visée. Le principe de la méthode consiste à acquérir un spectre  $F_0(\lambda)$  non atténué de la source (hors atmosphère) et à le comparer à différents spectres  $F_z(\lambda)$  le long des couches atmosphériques lorsque la source disparaît derrière le limbe planétaire. On obtient ainsi les transmissions atmosphériques  $T_z(\lambda)$  le long de la ligne de visée pour différentes altitudes.

$$T_z(\lambda) = \frac{F_z(\lambda)}{F_0(\lambda)} \quad (2.8)$$

La méthode est optimisée s'il est possible d'acquérir simultanément une mesure à plusieurs longueurs d'ondes, soit en associant plusieurs photomètres (*Poam* sur *Spot*), soit en disposant d'une barrette de photodiodes ou une matrice CCD comme détecteur (*Gomos* sur *Envisat* ou *Spicam-Light* sur *Mars-Express*). La signature spectrale des

différents constituants peut ainsi être plus facilement détectée et permet de retrouver dans un premier temps les densités intégrées des constituants le long de la ligne de visée, puis leurs profils verticaux par un traitement complémentaire.



L'avantage de cette méthode réside dans l'auto-étalonnage des mesures puisque le spectre hors atmosphère pris pour référence est mesuré avec le même instrument. Ceci permet de s'affranchir des dérives instrumentales qui peuvent intervenir au cours du temps.

Nous noterons cependant que si l'on différencie les deux types d'occultations, réfractive et absorptive, leurs effets interviennent tous deux dans l'étude des données. Ainsi, pour l'analyse d'un spectre acquis lors d'un moment quelconque d'une occultation absorptive, il faut tenir compte de l'effet de la réfraction atmosphérique pour retrouver le chemin optique suivi par les faisceaux des différentes longueurs d'ondes et déterminer leur altitude correspondante [41]. Cet effet est toutefois beaucoup moins important sur Mars que sur Terre, du fait de la faible densité, et il sera négligé dans le traitement de *Spicam-Light*.

### 2.3) L'occultation solaire

L'occultation solaire utilise le Soleil comme source de lumière. Elle est absorptive. Les spectres solaires sont acquis au cours du coucher ou du lever du Soleil. La méthode présente quelques avantages :

- les mesures sont auto-étalonnées, comme évoqué précédemment ;
- le signal est élevé, du fait de la forte luminosité de la source, d'où un rapport signal sur bruit élevé ;
- la source est bien connue.

Elle a aussi ses inconvénients :

- comme la source est unique, elle impose des contraintes sur la fréquence des occultations et la latitude des observations. Les expériences *Poam* sur les satellites *Spot* par exemple, placés sur une orbite héliosynchrone, effectuent quatorze occultations solaires par jour mais les observations sont limitées aux latitudes quasi-polaires ;

- le Soleil est une source étendue et la ligne de visée qui traverse les couches atmosphériques provient d'un point du disque solaire n'est pas forcément bien connu, car le pointage est imparfait. Il en résulte une incertitude sur l'altitude des mesures ;
- les mesures s'effectuent toujours à la verticale des lieux du lever ou du coucher du Soleil, alors qu'ils subissent une transition entre un régime diurne et nocturne. Cette situation n'est pas représentative de la situation globale.

Cette technique a pourtant déjà permis d'excellentes mesures. Elle a permis d'obtenir les profils verticaux de l'ozone de l'atmosphère terrestre, grâce aux instruments *Sage* (1979 et 1984), *Poam* sur les satellites *Spot* (*Poam 2* sur *Spot 3* et *Poam 3* sur *Spot 4*) et plus récemment *Sage III* sur *Meteor* et *Sciamachy* sur *Envisat*. Concernant Mars, l'expérience *Auguste*, développée au Service d'Aéronomie, embarquée à bord des sondes *Phobos*, a mesuré des profils verticaux des aérosols et de la vapeur d'eau de l'atmosphère martienne (1989), où elle a aussi détecté l'ozone pour la première fois en altitude [8].

## 2.4) L'occultation stellaire

L'occultation stellaire utilise les étoiles comme source de lumière. Comme pour l'occultation solaire, on étudie son caractère absorptif. Lorsque l'orbite du satellite est polaire, il devient possible de choisir le lieu d'étude et le moment de la journée en visant l'étoile adéquate parmi la multitude des sources existantes.

Les avantages de l'occultation stellaire sont multiples. Elle permet

- l'autoétalonnage des mesures ;
- des mesures effectuées de jour comme de nuit ;
- un grand nombre de sources possibles à flux et spectres divers, selon leur magnitude et leur type spectral, et donc a priori un grand nombre d'occultations possible par orbite ;
- une bonne couverture en longitude et en latitude. Si une étoile est occultée au cours d'une orbite, polaire ou non, elle pourra l'être au cours de la suivante approximativement à la même latitude avec un déplacement connu en longitude ;
- une bonne détermination de l'altitude de mesure, simplement liée à la connaissance de la direction de l'étoile, source ponctuelle parfaitement connue à 0.003 seconde d'arc, et de la position orbitale du satellite.

L'occultation stellaire n'est pas sans effet sur la définition des caractéristiques instrumentales de l'expérience, car elle impose notamment un système de pointage pour diriger l'instrument vers sa cible. Il existe plus d'une solution. Elle peut consister en une plateforme orientable et solidaire de la sonde sur laquelle se trouve fixé l'instrument (*Spicam* sur *Mars-96*), ou bien à dépointer tout le satellite si ses caractéristiques le permettent (*Spicam-Light* sur *Mars-Express*).

Le flux des étoiles est faible par rapport à celui du Soleil. Ceci entraîne des contraintes sur les dimensions et les performances des optiques, d'où des contraintes de masse, mais aussi sur les caractéristiques des détecteurs utilisés afin de collecter et de détecter le maximum de photons.

## 2.5) Analyse d'une occultation stellaire

La première analyse d'un sondage par occultation est défini en 1903 par Pannekoek qui envisage l'occultation réfractive d'une étoile par une planète observée depuis la Terre. Elle est appliquée par Baum et Code en 1953 pour l'occultation de  $\sigma$  *Arietis* par Jupiter et permet de déterminer une hauteur d'échelle pour la haute atmosphère [19].

L'analyse est ensuite étendue aux occultations effectuées depuis un satellite. Elle est notamment utilisée dans le cas de l'atmosphère terrestre pour la détection du dihydrogène avec le satellite *Copernicus* ou le profil vertical de l'ozone avec le satellite observatoire astronomique *OAO 3* de la NASA [43] [44]. Quelques instruments effectuent des occultations stellaires pour étudier l'atmosphère d'un corps, en particulier UVS sur *Voyager* ou UVISI sur *MSX*, mais il existe peu d'instrument qui sont dédiés principalement à cette méthode (*Spicam* sur *Mars-96*, *Gomos* sur *Envisat* sont les premiers). L'avènement des détecteurs multi-éléments (barrettes de diodes, matrices CCD) apporte des atouts en faveur de la technique des occultations stellaires. L'absorption de l'atmosphère peut être mesurée simultanément à plusieurs longueurs d'ondes, continûment sur un domaine, et permet ainsi d'identifier les différents absorbants avec certitude et d'évaluer leur contribution respective.

Pendant l'occultation de l'étoile par l'atmosphère, le spectre stellaire complet est enregistré sur les lignes de la matrice CCD. Il est de plus en plus atténué par l'absorption due aux différentes espèces chimiques présentes lorsque l'étoile se couche (ou se lève) derrière le limbe planétaire. Ce mouvement apparent est dû au déplacement du satellite sur son orbite. L'atténuation dépend de la longueur d'onde car chaque espèce absorbante possède une signature spectrale, sa section efficace d'absorption (fig.2.3). En comparant le spectre mesuré à une certaine altitude avec le spectre non atténué enregistré quelques minutes auparavant hors atmosphère, cette méthode permet d'identifier les différentes espèces absorbantes présentes le long des lignes de vue tangentielles entre l'étoile et l'instrument, puis de retrouver leur densité intégrée sur la ligne de visée. Il est ainsi possible de retrouver les concentrations absolues des molécules atmosphériques à partir de ces mesures relatives tout en étant protégé des dérives instrumentales lentes.

L'occultation est décrite par l'équation

$$F(\lambda, r_t) = F_0(\lambda) \exp \left( - \sum_i \sigma_i(\lambda) N_i(r_t) \right) \quad (2.9)$$

où

- $F_0$  est le spectre non atténué de l'étoile ;
- $F$  est le spectre observé sur une ligne de visée d'altitude tangentielle  $z_t = r_t - R_p$  ;
- $\sigma_i$  est la section efficace du composant  $i$  qui dépend de la longueur d'onde  $\lambda$  ;
- $N_i$  est la densité intégrée du constituant  $i$  le long de la ligne de visée, égale à  $\int_S n_i(s) ds$ .

Le produit  $\sigma_i N_i$ , grandeur sans dimension, est appelée l'épaisseur optique  $\tau_i(\lambda, r_t)$ .

La transmission atmosphérique à l'altitude tangentielle  $z_t$  vaut

$$T(\lambda, r_t) = \frac{F(\lambda, r_t)}{F_0(\lambda)} . \quad (2.10)$$

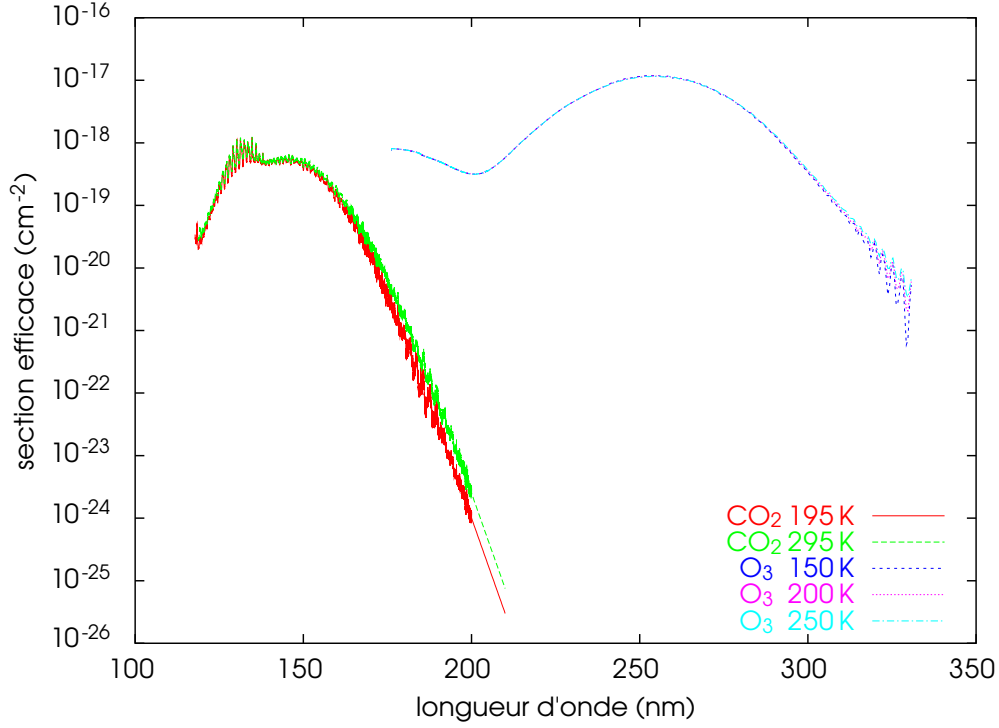


FIG. 2.3 – Sections efficaces d'absorption du dioxyde de carbone et de l'ozone, de 120 à 330 nm.

soit

$$T(\lambda, r_t) = \exp \left( - \sum_i \sigma_i(\lambda) N_i(r_t) \right) \quad (\text{loi de Beer-Lambert}). \quad (2.11)$$

Dans un premier temps, pour chaque altitude tangentielle, une *inversion spectrale* est appliquée au spectre de transmission  $T(\lambda, r_t)$  afin de déterminer la densité intégrée  $N_i(r_t)$  le long de la ligne de visée pour chacun des constituants.

Une méthode consiste à résoudre le système d'équations linéaires

$$\begin{aligned} \sum_i \sigma_i(\lambda_1) N_i(r_t) &= -\ln T(\lambda_1, r_t) \\ \sum_i \sigma_i(\lambda_2) N_i(r_t) &= -\ln T(\lambda_2, r_t) \\ &\vdots \\ \sum_i \sigma_i(\lambda_n) N_i(r_t) &= -\ln T(\lambda_n, r_t) \end{aligned} \quad (2.12)$$

où les inconnues sont les  $N_i(r_t)$ .

Le nombre d'équation est donc égal au nombre d'éléments spectraux visible sur le détecteur et le nombre d'inconnues est le nombre de densités intégrées de chaque constituants à l'altitude  $r_t$ . Les sections efficaces sont supposées être connues. Il existe en général beaucoup plus d'éléments que de constituants étudiés. On sait dans ce cas



trouver la solution au sens des moindres carré, c'est-à-dire les densités intégrées qui minimisent les écarts quadratiques entre le premier et le second membre des équations du système 2.12.

Le système peut donc être inversé en appliquant par exemple une méthode des moindres carrés sur les densités intégrées.

La résolution du système permet d'obtenir pour chaque constituant  $i$  la densité intégrée en fonction de l'altitude. Cette densité intégrée est égale à l'intégrale de la densité locale le long de la ligne de visée

$$N_i(r_t) = \int_0^\infty n_i(\phi, \theta, r) \, ds. \quad (2.13)$$

En supposant une symétrie sphérique de l'atmosphère et en négligeant l'effet de la réfraction, la densité locale est uniquement fonction de l'altitude et l'expression de l'intégrale devient

$$N_i(r_t) = 2 \int_{r_t}^\infty \frac{n_i(r)}{\sqrt{r^2 - r_t^2}} r \, dr. \quad (2.14)$$

Cette intégrale est dite d'Abel. Son inversion fournit l'expression analytique de la densité locale

$$n_i(r) = \frac{1}{\pi} \int_r^\infty \left( \frac{dN_i(r_t)}{dr_t} \right) \frac{dr_t}{\sqrt{r^2 - r_t^2}} \quad (2.15)$$

La méthode numérique dite de *pelure d'oignon* est la méthode la plus fréquemment utilisée pour calculer la distribution verticale d'un constituant à partir de sa densité intégrée tangentielle. L'atmosphère est découpée en couches concentriques de rayons  $r_j$  et égaux aux altitudes tangentes des mesures. La méthode s'effectue pas à pas du haut vers le bas de l'atmosphère. Les densités locales des différents constituants sont supposés constants à l'intérieur de chaque couche, et nous sommes amenés à résoudre un nouveau système linéaire de  $n$  équations à  $m$  inconnues ( $n$  est le nombre de mesures,  $m$ , inférieur à  $n$ , est le nombre de couches). Dans le cas classique où  $m = n$ , ce système s'écrit

$$\begin{aligned} \rho_1 &= \frac{N_1}{x_1} \\ \rho_2 &= \frac{N_2 - 2 l_{2,1} \rho_1}{x_2} \\ &\vdots \\ \rho_n &= \frac{N_n - 2 \sum_{j=1}^{n-1} l_{n,j} \rho_j}{x_n} \end{aligned} \quad (2.16)$$

où

- $\rho_i$  est la densité de la couche  $i$  ;
- $l_{i,j}$  est la distance parcourue dans la couche  $j$  pour l'étude à l'altitude tangentielle  $p_i = r_{ti}$  ; elle vaut  $\sqrt{r_j^2 - p_i^2} - \sqrt{r_{j+1}^2 - p_i^2}$  ;
- $x_i$  vaut  $2\sqrt{r_i^2 - p_i^2}$ .

## 2.6) En pratique...

Le processus décrit est extrêmement simple et consiste à résoudre deux systèmes d'équations linéaires. La réalité des mesures apporte cependant un certain nombre de complications. Si nous les avons ignorées pour décrire le principe de l'analyse de façon simple, il est important de tenir compte de certains effets pour obtenir une meilleure précision sur les résultats issus de ces processus d'inversion. Ces perturbations sont de type atmosphériques, géométriques et instrumentales.

### Les phénomènes atmosphériques

Plusieurs constituants peuvent absorber à la même longueur d'onde, effet dont il est tenu compte dans le système d'équations. Les problèmes peuvent intervenir dans l'inversion si les signatures spectrales de deux constituants ont la même forme sur un domaine de longueur d'onde donné. Il ne serait pas possible de distinguer les effets respectifs de chacun. En général, un tel domaine est restreint par rapport au domaine total étudié.

Les sections efficaces de certains constituants comme l'ozone et le dioxyde de carbone peuvent dépendre de la température (fig. 2.3) et de la pression, qui ne sont a priori pas connus puisqu'ils font partie du produit final de l'analyse. Cela suppose des hypothèses en début d'analyse et un certain nombre d'itérations pour qu'il y ait accord entre les résultats et les hypothèses initiales.

Les aérosols peuvent également être une source de difficulté car leur quantité et leur signature spectrale peuvent varier suivant le lieu et l'instant.

La réfraction atmosphérique a également des effets dont il faut tenir compte. Elle a plus ou moins d'importance suivant la pression de l'atmosphère étudiée. Dans le cas de l'atmosphère terrestre, c'est un phénomène non négligeable. Pour l'atmosphère de Mars, la pression est faible et l'effet de la réfraction peut être négligé.

Comme l'indice de réfraction dépend de la longueur d'onde, les faisceaux à différentes longueurs d'onde ne sont pas propagés le long du même chemin. Cela signifie qu'un instrument reçoit, à un instant donné, de la lumière *rouge* qui est passée au travers de l'atmosphère à une altitude plus basse que la lumière *bleue*.

Du fait de la réfraction, le chemin optique des faisceaux subit une courbure. L'espace entre deux rayons voisins s'accroît entraînant une baisse de flux par  $\text{cm}^2$  peu dépendante de la longueur d'onde (phénomène de dilution).

Le phénomène de scintillation, autre manifestation de la réfraction atmosphérique, peut également être observé. L'intensité du flux stellaire fluctue rapidement et l'image de l'étoile est déviée. Il se produit lorsque le profil vertical de température présente des irrégularités.

Il est nécessaire d'avoir un modèle d'atmosphère pour quantifier l'effet de ces phénomènes et être en accord avec les observations et le résultat des inversions.

Plusieurs sources de lumière peuvent se superposer au spectre stellaire, comme l'émission du limbe planétaire. Il faut être capable de distinguer ces sources externes pour ne conserver que le signal propre de l'étoile. L'étude de l'émission au limbe ne

pouvant se faire relativement à une référence comme l'occultation stellaire, il faut pouvoir retrouver la valeur absolue du flux. Pour cela, les caractéristiques instrumentales doivent être bien connues, en particulier la sensibilité radiométrique.

### Les problèmes géométriques

Les problèmes géométriques sont liés à la précision de positionnement des éléments relatifs à l'occultation : la position du satellite sur son orbite, la direction de visée de l'étoile, la forme de la planète non sphérique avec son influence sur l'hypothèse de couches concentriques. Ces paramètres influent sur l'altitude tangentielle de la mesure, elle même variable du fait que le satellite se déplace pendant l'acquisition.

### Les problèmes instrumentaux

Certains problèmes proviennent des caractéristiques instrumentales dont il faut tenir compte au cours des processus d'inversion pour améliorer la précision des résultats :

- les caractéristiques optiques, et plus particulièrement la forme du signal, la PSF<sup>2</sup>, liée à la qualité des optiques des divers éléments (aberrations, etc.) ainsi qu'à l'environnement dynamique de l'instrument (vibrations, etc.). Il est également utile de connaître l'efficacité optique de l'instrument, en photons/ADU ou inversement<sup>3</sup>, même si l'occultation stellaire compare deux spectres et n'en a *a priori* pas besoin. En réalité, les analyses peuvent utiliser des modèles pour simuler les signaux détectés et l'efficacité optique de l'instrument est alors nécessaire ;
- la lumière parasite existante, externe ou interne au champ de vue de l'instrument ;
- l'affectation des pixels en longueur d'onde et l'alignement du spectre avec les lignes de la matrice CCD ;
- les caractéristiques de la chaîne de détection : l'offset du CCD, la valeur du courant d'obscurité, du gain électronique, les non homogénéités pixel à pixel, le bruit introduit par la chaîne de lecture, les niveaux de saturation, la linéarité du détecteur.

∴

Ces perturbations peuvent être considérées à deux niveaux. Certaines nécessitent la correction des données brutes initiales, pour ne pas introduire d'erreur dans le processus d'inversion. Les autres sont prises en compte lors du processus d'inversion proprement dit.

### Correction des spectres

Les spectres qui servent de données initiales aux processus d'inversion doivent être *propres*. Il faut éliminer les émissions parasites ne provenant pas de l'étoile et corriger la plupart des perturbations instrumentales : l'offset, le gain, les pixels défectueux, le courant d'obscurité, les non linéarités et les non homogénéités. Les pixels doivent être

---

<sup>2</sup>PSF : Point Spread Function.

<sup>3</sup>ADU : Analogic Digital Unit.

étalonnés en longueur d'onde et il faut faire l'équivalence entre les longueurs d'onde des pixels du spectre de référence acquis hors atmosphère avec celles des pixels des spectres de mesure acquis au travers d'elle.

### **Inversion des données**

L'inversion des données s'effectue en deux étapes : spectrale puis verticale.

Les perturbations atmosphériques interviennent essentiellement au niveau spectral. Les spectres sont corrigés des effets de la réfraction atmosphérique par un modèle, qui fournit une valeur de la température et fixe ainsi les sections efficaces. Notons que, dans le cas de Mars, la pression est faible et l'effet de la réfraction peut être négligé.

L'influence de la PSF devrait être corrigée directement sur les spectres acquis, par déconvolution. Une approximation simple et suffisante consiste au contraire à convoluer les sections efficaces par la PSF de l'instrument. C'est donc au niveau de l'inversion spectrale que cette correction intervient.

L'inversion peut s'effectuer en résolvant le système d'équations en tenant compte de toutes les longueurs d'ondes simultanément. Une autre possibilité consiste à étudier les constituants un par un. On se restreint alors à un domaine de longueur d'onde où l'absorbant agit de manière privilégiée, on élimine l'effet des autres constituants mineurs (sous hypothèses) et on calcule leur densité intégrée. Par itérations, on détermine les valeurs de densité adéquates.

Les dernières perturbations, géométriques, sont prises en compte au niveau de l'inversion verticale. Le processus précédent peut être utilisé dans le principe. Certaines variantes existent, notamment en jouant sur la variation de la densité à l'intérieur des couches concentriques. Plutôt que de prendre une densité constante, elle peut être exponentielle, linéaire avec continuité aux limites, etc. On peut aussi utiliser la régularisation de Tikhonov pour éviter les oscillations non physiques dont les inversions verticales sont coutumières.

À l'issue des inversions spectrale et verticale, on détermine les profils de densité et de température qui peuvent servir de base pour alimenter un modèle atmosphérique pour lequel on peut effectuer un calcul direct de simulation des mesures, tenant compte des facteurs secondaires. On compare alors le résultat aux mesures et on cherche la solution qui les reproduit au mieux au sens des moindres carrés. C'est le processus d'inversion indirect, qui, par itération, permet de tenir compte de la variation de la section efficace d'absorption du dioxyde de carbone avec la température.

∴

En conclusion, si le principe de l'inversion pour retrouver les densités locales est simple, l'environnement de l'acquisition apporte quelques complications dont il faut tenir compte. L'algorithme s'en trouve alourdi, mais à partir d'hypothèses initiales, de quelques itérations et d'une bonne connaissance des performances instrumentales, il est possible de déterminer les profils de température et de densité de l'atmosphère.



## Chapitre 3

# De Spicam sur Mars-96 à Spicam-Light sur Mars-Express

### 1) Spicam et la mission Mars-96

La mission *Mars-96*, née d'une coopération internationale pilotée par l'URSS, fut le dernier projet du programme soviétique pour l'exploration de la planète Mars. La France, qui fournissait plusieurs instruments scientifiques, avait un rôle important. Le Service d'Aéronomie avait la responsabilité de l'expérience *Spicam* (Spectroscopie pour l'Investigation de l'Atmosphère de Mars).

La mission *Mars-96* se plaçait dans la continuité du programme international d'étude de la planète Mars. Elle avait été conçue dans ses grandes lignes dès 1988, comme une suite naturelle à la mission *Phobos* (1988/89), dans le contexte du programme soviétique à long terme d'exploration de la planète Mars et dans le cadre d'une coopération internationale orchestrée par l'Institut de Recherches Cosmiques Russe (IKI).

Cette mission résultait d'une coopération internationale regroupant plusieurs pays d'Europe et une petite participation des États-Unis. Elle se plaçait sous la responsabilité de l'Agence Spatiale Russe, la RKA. L'industriel NPO Lavotchkine était le maître d'oeuvre du module orbital et avait la responsabilité des opérations en vol.

La France jouait un rôle privilégié dans cette mission puisqu'elle fournissait des instruments scientifiques. Le CNES créa un groupe de projet à Toulouse ayant la responsabilité technique, budgétaire et calendaire de l'ensemble des prestations françaises. Ce groupe de projet français devint l'interlocuteur principal du groupe de projet russe. Les laboratoires du CNRS avaient la responsabilité des instruments scientifiques placés sur la sonde.

Initialement prévue pour 1992, la mission fut très tôt reportée à 1994 et divisée en deux missions *Mars-94* et *Mars-96*, transformées à leur tour en 1994 en *Mars-96* et *Mars-98*. Cette deuxième mission qui comportait un ballon atmosphérique et un petit rover fut finalement annulée tandis que la mission *Mars-96* fut maintenue pour un lancement en novembre 1996, malgré une conjoncture économique et politique difficile de la CEI avec de grandes faiblesses de programmation et les risques d'une mission qui restait ambitieuse.

La mission comportait un orbiteur (IKI) emportant deux petites stations autonomes de surface (IKI) et deux pénétrateurs (Institut Vernadski de Géochimie). Son arrivée

coïncidait avec celle de la sonde américaine *Mars Global Surveyor* lancée en novembre 1996 qui offrait la possibilité de doubler les transmissions des modules de surface vers la Terre.

Faisant suite aux missions américaines *Viking* lancées en 1976 dont les deux stations de surface s'étaient principalement consacrées à la biochimie et à l'imagerie, la mission *Mars-96* devait représenter une étape majeure dans l'exploration de la planète. La stratégie de la mission se basait sur une analyse combinée des données provenant de l'orbiteur, des deux petites stations de surface et des deux pénétrateurs. Ses objectifs se concentraient autour de deux axes, la télédétection globale et l'étude du sol. La télédétection nous renseigne sur son atmosphère, son interaction avec la surface et le milieu interplanétaire, sur la morphologie de sa surface et sur la description des champs de gravité et magnétique. L'exploration au sol permet de réaliser des mesures de minéralogie, de sismologie et de magnétisme et d'en déterminer la composition interne avec l'eau pour fil conducteur. Ces études devaient être menées en parallèle pendant l'année martienne de fonctionnement prévue, soit près de deux ans terrestres.

L'instrumentation embarquée avait l'ambition de contribuer à quatre grands domaines d'étude : la surface, l'atmosphère et le climat, la structure interne de la planète, et le plasma. À ceux-ci s'ajoutaient des études d'astrophysique et du milieu interplanétaire qui profitaient de la phase de croisière d'environ dix mois entre la Terre et Mars. Concernant l'atmosphère martienne, les observations portaient sur

- l'abondance des composants minoritaires de l'atmosphère ( $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{CO}$ ,  $\text{O}_3$ , etc.), leurs variations, leurs distribution verticale, et la recherche des régions à plus fort taux d'humidité ;
- le champ de température ;
- les variations de la pression à différentes échelles de temps et d'espace (météorologie au niveau du sol) ;
- les caractéristiques particulières de l'atmosphère près des volcans ;
- les aérosols atmosphériques ;
- la composition de la haute atmosphère en ions et en éléments neutres.

Le lancement a bien eu lieu le 16 novembre 1996 à 23h 48m du Cosmodrome de Baïkonour (Kazakhstan), par une fusée *Proton-K*. Ce lanceur est constitué de trois étages principaux auxquels est ajouté un quatrième, en fonction de la mission du lanceur. Il est appelé *Bloc D* et supportait la sonde en l'occurrence. Il est lui-même considéré comme charge utile.

Les trois premiers étages ont parfaitement fonctionné et la coiffe fut larguée. Le Bloc D s'est ensuite allumé puis s'est éteint comme prévu pour placer la sonde sur une orbite d'attente terrestre à 160 km d'altitude.

Nominalement, le bloc D devait se rallumer 51 minutes plus tard, pendant 8 minutes et 50 secondes, afin de s'extraire de l'orbite d'attente. Après sa séparation de la sonde, celle-ci devait fournir la dernière impulsion nécessaire pour s'extraire de l'attraction terrestre et se diriger vers Mars. Des opérations devaient enfin avoir lieu peu de temps après, essentiellement des déverrouillages et des déploiements (panneaux solaires, instruments scientifiques, etc.).

Mais après la première extinction du quatrième étage, la sonde est entrée dans une longue zone de non visibilité des stations d'observations. Pendant ce temps, les actions complémentaires d'allumage et d'extinction des moteurs devaient se produire

en aveugle. Le retour de visibilité était prévu après l'extinction des moteurs. Le signal est parvenu avec 7 minutes de retard, témoignant que la trajectoire de la sonde n'était pas celle prévue.

Après quelques orbites, la sonde est retombée sur Terre le matin du 17 novembre en un lieu imprécis (dans l'océan Pacifique ou en Bolivie) tandis que le quatrième étage n'est retombé que le lendemain, le 18 novembre.

Malgré la commission d'enquête, les origines de l'échec sont mal définies. Il semblerait, parmi toutes les causes possibles recensées, que le quatrième étage n'ait pas fonctionné pendant sa durée nominale, que la séparation étage-sonde se soit effectuée trop tôt et que les moteurs de la sonde n'aient pas non plus fonctionné pendant leur durée nominale. On notera cependant que ce bloc D était le premier exemplaire d'une série de trois dont les deux autres ont aussi échoué par la suite.

La plupart des expériences ayant un modèle de rechange, de nouvelles idées émergeaient dès le lendemain de l'échec afin de placer ces seconds modèles sur un nouveau véhicule. Les instruments n'étaient pas remis en question par cet échec. Notamment, dès le début de l'année 1997, plusieurs propositions furent émises pour installer sur une nouvelle plate-forme (à quelques adaptations près) le projet mis en oeuvre par le Service d'Aéronomie : *Spicam*.

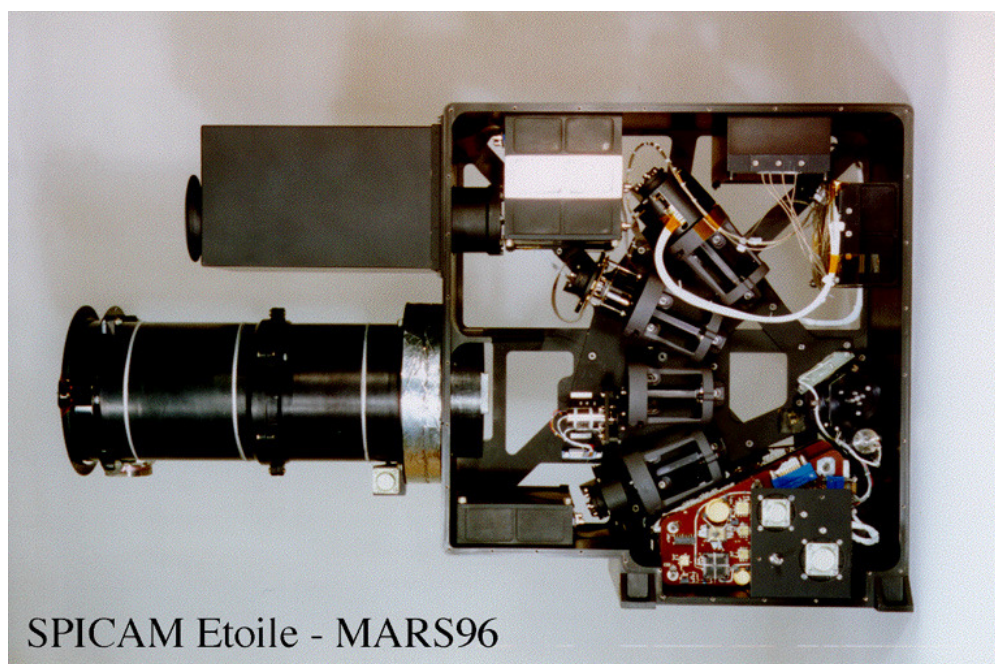


FIG. 3.1 – L'instrument *Spicam* Étoile (Document SA).

Il ne fut malheureusement pas possible de replacer l'instrument tel quel sur un autre satellite. Mais une version allégée, baptisée *Spicam-Light*, fut proposée et acceptée pour la mission européenne *Mars-Express* [5].



## 2) La mission Mars-Express

La sonde *Mars-Express* était proposée par l'Agence Spatiale Européenne (ESA) dès la fin de l'année 1997, à la suite à l'échec de la mission *Mars-96*, et dont elle reprend une partie des instruments scientifiques. Elle a décollé le 2 juin 2003<sup>1</sup> à bord d'un lanceur *Molnya / Fregat*<sup>2</sup> de la société *Starsem*, depuis le cosmodrome de Baïkonour au Kazakhstan. Elle s'est mise en orbite autour Mars le 25 décembre 2003. C'est la première mission martienne jamais lancée par l'Europe.

Elle reprend donc une grande partie des objectifs scientifiques de la mission *Mars-96*. Elle doit en particulier :

- étudier le sous-sol martien à l'échelle du kilomètre, pour y déceler en particulier de l'eau ou de la glace ;
- étudier la topographie, la morphologie et la géologie de la surface martienne à haute résolution (10 m/pixel) ;
- dresser une carte minéralogique globale et à haute résolution de la surface (100 m/pixel) ;
- déterminer la composition de l'atmosphère, étudier sa circulation, son interaction avec la surface et le vent solaire.

La sonde servira aussi de relais de télécommunications aux autres engins qui opéreront sur le sol martien, jusqu'en 2007.

### La sonde

La plate-forme de la sonde mesure approximativement 1,5 mètres de large sur 1,8 mètres de long et 1,4 mètres de haut. L'atterrisseur *Beagle 2* est fixé à l'extérieur. La charge scientifique pèse 116 kg, auxquels s'ajoutent les 70 kg de *Beagle 2*. Au lancement, ergols compris (428 kg), *Mars-Express* pesait 1108 kg.

Le moteur principal de la sonde est capable de délivrer une poussée de 400 newtons. Son rôle principal était de permettre l'insertion de la sonde en orbite martienne. Il est alimenté par deux réservoirs d'ergols de 267 litres chacun, la pressurisation étant assurée par de l'hélium, lui-même contenu dans un réservoir de 35 litres. Pendant la phase de croisière, les manœuvres de correction de trajectoire étaient assurées par 8 fusées d'appoints, d'une poussée de 10 newtons chacune, fixées à chaque angle de la plate-forme. Ces moteurs consomment les mêmes ergols que le moteur principal. Ils pouvaient remplacer le moteur principal en cas de défaillance, même s'ils n'avaient pas la puissance nécessaire pour atteindre l'orbite initiale prévue. Ils ont été développés au départ pour la mission Cluster de l'ESA.

*Mars-Express* tire son énergie de deux panneaux solaires d'une surface totale de 11 m<sup>2</sup>. Leur inclinaison est ajustée pour assurer leur ensoleillement optimal grâce à un mécanisme à l'origine développé pour la mission *Rosetta*. Les panneaux sont capables de délivrer une puissance électrique de 650 watts lorsque Mars est à l'aphélie, soit une puissance suffisante pour subvenir aux besoins énergétiques de la sonde (en moyenne

<sup>1</sup>La fenêtre de tir s'ouvrait le 1<sup>er</sup> juin 2003 et devait durer 11 jours

<sup>2</sup>Le lanceur *Molnya* est une évolution à trois étages du lanceur *Soyouz* qui n'en possédait que deux. Les trois étages consomment un mélange kérosène / oxygène. L'étage *Fregat* est un nouvel étage capable d'allumer et d'éteindre son moteur un grand nombre de fois. Pour *Mars-Express*, deux allumages ont été nécessaires. Le moteur *Fregat* brûle un mélange UDMH / hydrazine tetroxyde.

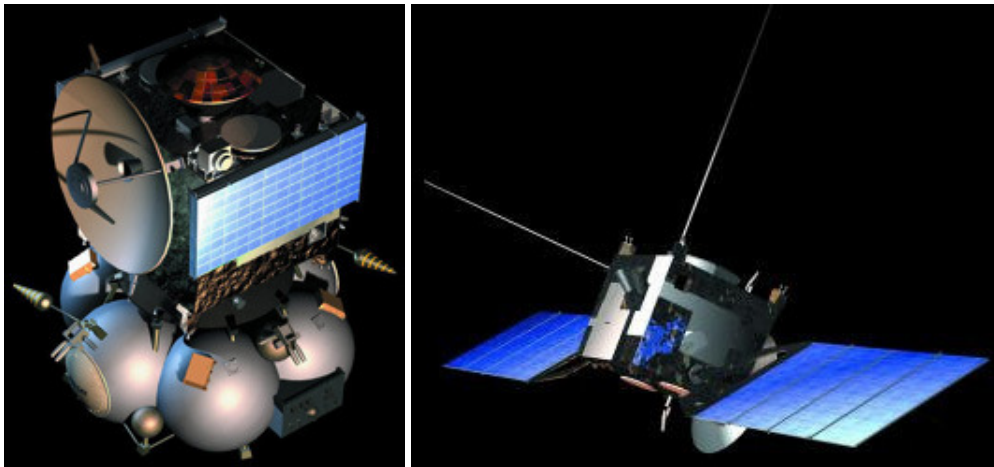


FIG. 3.2 – À gauche : la sonde *Mars-Express* sur l'étage *Fregat*. Le module *Beagle 2* est fixé au sommet de l'orbiteur ; à droite : la sonde *Mars-Express* en orbite martienne (images : ESA/MediaLab).

500 watts). Trois batteries prennent le relais lorsque la sonde se trouve dans l'obscurité. Au cours de sa mission, *Mars-Express* doit connaître 1400 éclipses d'une durée maximale de 90 minutes. Ces batteries ne fournissent qu'au maximum 70 % de leur puissance nominale à la suite d'une erreur de câblage.

La sonde *Mars-Express* est équipée d'une antenne parabolique à grand gain de 1,6 mètres de diamètre. Une antenne faible gain omnidirectionnelle de 40 centimètres de long peut également servir pour les communications. Les données sont transmises au débit maximal de 230 kbps. La liaison vers la Terre (la liaison descendante) s'appuie sur la bande X à 7,1 GHz, alors que les émissions vers la sonde (la liaison montante) utilisent la bande S à 1,2 GHz. La sonde est contrôlée depuis le centre de contrôle des opérations de l'ESA à Darmstadt (l'ESOC, European Space Operations Control). À proximité de la Terre, les communications avaient lieu via l'antenne omnidirectionnelle à faible gain. Depuis, la distance entre la Terre et Mars est trop importante, et l'antenne grand gain est mise à contribution. À présent, seules les antennes australiennes de 34 mètres de Perth et de 35 mètres de New Norcia peuvent être employées pour établir des communications. *Mars-Express* dispose aussi d'un dispositif radio (MELACOM) pour capter les émissions UHF des atterrisseurs (comme *Beagle 2*) à la surface de Mars.

Pour nous transmettre ses données, *Mars-Express* doit pointer son antenne à grand gain vers la Terre avec une précision de  $0,15^\circ$ . L'antenne n'est pas montée sur une mécanique de pointage, c'est en réalité toute la sonde qui s'oriente. La sonde contrôle son attitude grâce à trois systèmes :

- deux caméras stellaires, montées de part et d'autre de la plate-forme pour reconnaître des groupements d'étoiles et déterminer son orientation ;
- deux capteurs solaires, développés au départ pour la mission *Rosetta* pour s'orienter par rapport au soleil ;
- deux plateformes de navigation inertielle, une principale et une de secours, équipées chacune de trois gyroscopes laser et de trois accéléromètres (un pour

chaque axe). L'ensemble offre un cadre de référence pour mesurer les moindres mouvements de la sonde. Les gyroscopes sont dérivés de ceux utilisés pour la mission *Rosetta*.

*Mars-Express* modifie son attitude grâce à quatre roues à inertie en plus des huit fusées d'appoint de correction de trajectoire. Elles sont situées sur la partie inférieure de la plateforme.

### Le lancement

*Mars-Express* a décollé du cosmodrome de Baïkonour au Kazakhstan le 2 juin 2003, à 19h45 CET. Elle s'est placée en orbite martienne le 25 décembre 2003. La sonde n'a mis que six mois pour atteindre la planète Mars grâce à une opposition très favorable qui plaçait cette dernière à seulement 56 millions de kilomètres de la Terre. Après son lancement, la sonde se place d'abord sur une orbite circulaire de parking à



FIG. 3.3 – Lancement de *Mars-Express* le 2 juin 2003 à bord d'une fusée *Molninya/Fregat* depuis le cosmodrome de Baïkonour au Kazakhstan (Photo ESA/STARSEMS CORVAJA 2003).

200 km d'altitude autour de la Terre. Le moteur de l'étage Fregat est mis à feu quelques heures plus tard pour l'injecter cette fois sur une trajectoire martienne. La sonde abandonne alors son étage *Fregat* et détermine son orientation au moyen de ses capteurs solaires. Puis les panneaux solaires se déploient sous surveillance vidéo embarquée. Les stations de New Norcia en Australie et de Kourou en Guyane française déterminent sa trajectoire précise et la sonde reçoit l'ordre d'exécuter sa première manœuvre de correction de trajectoire. Une seconde correction a lieu à mi-parcours.

Le 19 décembre 2003, à 9h31 CET, commence la séquence délicate du largage de *Beagle 2*. Depuis le 16 décembre, *Mars-Express* s'est placée sur une trajectoire de collision avec Mars pour guider le module vers son site d'atterrissage (*Beagle 2* ne possède pas de système de propulsion propre). La séparation a lieu au dernier moment, six jours avant l'insertion en orbite de *Mars-Express*, afin avoir le maximum de précision. Le largage est suivi par vidéo.

Aussitôt, *Mars-Express* allume son moteur principal pour la première fois et modifie sa trajectoire pour éviter la collision fatale avec Mars. La nouvelle trajectoire autorisera la capture de l'orbiteur par le champ gravitationnel martien. Au voisinage

de la planète, une deuxième poussée du moteur principal freine brusquement la sonde en dessous de la vitesse de libération martienne (5,2 km/s) et la sonde se retrouve en orbite.

L'orbite elliptique sur laquelle elle se trouve n'est pas celle de travail, et il faut encore quatre manœuvres pour l'atteindre. Ces manœuvres mettent le moteur principal à contribution pour modifier l'inclinaison et diminuer l'altitude de l'apoapse. Pour des questions de limite de masse, *Mars-Express* n'embarquait pas la quantité de carburant qui lui aurait permis de rejoindre une orbite circulaire, beaucoup plus confortable pour la cartographie. Contrairement aux dernières sondes de la NASA (*Mars Global Surveyor*, *Mars Odyssey*), *Mars-Express* n'a pas non plus utilisé l'aérofreinage pour modifier ses paramètres orbitaux. La technique d'aérofreinage a été jugée trop risquée et trop coûteuse en temps.

### Les instruments scientifiques

La sonde *Mars-Express* embarque huit instruments. Le radar *Marsis*, la caméra *HRSC* et le spectromètre imageur *Omega* étudient la surface ; les spectromètres *PFS* et *Spicam-Light* ainsi que l'analyseur de plasma *Aspera-3* étudient l'atmosphère et l'ionosphère ; s'ajoutent les dispositifs radio mis à contribution pour l'expérience *MaRS*, qui sonde l'atmosphère par radio-occultation. Citons aussi le passager de *Mars-Express*, la station *Beagle 2* malheureusement perdue.

***Marsis*** (Subsurface Sounding Radar/Altimeter, Italie/Etats-Unis) : *Marsis* est un radar altimétrique multifréquence de subsurface à synthèse d'ouverture qui comprend une antenne principale couplée à une antenne secondaire chargée d'isoler la réflexion du sous-sol. Le radar, y compris l'antenne, pèse environ 16 kg.

***HRSC*** (High Resolution Stereo Colour Imager, Allemagne) : *HRSC* est une caméra stéréoscopique haute résolution qui va fournir une couverture couleur, en trois dimensions, à haute résolution et avec des angles de prises de vues multiples (sans déplacement de la sonde) de la planète Mars. La caméra s'articule autour de dix canaux qui possèdent chacun leur propre capteur CCD. Sur ces canaux, quatre enregistrent une image dans différentes longueurs d'ondes. La même région de la surface martienne est également observée par cinq autres canaux qui possèdent chacun un angle de prise de vue différent. Le dixième canal offre une image à très haute résolution, mais sur un champ plus petit.

***Omega*** (Infrared mapping spectrometer, France) : *Omega* est un spectromètre imageur de 29 kg qui fonctionnent dans le visible (de 300 nm à 1 µm) et le proche infrarouge (de 1 µm à 5,2 µm). Il combine la spectrométrie et l'imagerie pour déterminer la composition minéralogique de la surface et la composition moléculaire de l'atmosphère martienne. Il analyse pour cela le spectre de la lumière solaire réfléchi par la surface et diffusée par l'atmosphère.

***Spicam-Light*** (Spectroscopie pour l'investigation des caractéristiques de l'atmosphère de Mars, France) : *Spicam-Light* est un spectromètre à deux canaux, ultraviolet et infra-

rouge. Le canal ultraviolet (de 118 à 320 nm) est principalement un détecteur d'ozone. Le canal infrarouge (de 1  $\mu\text{m}$  à 1,7  $\mu\text{m}$ ) est principalement un détecteur de vapeur d'eau. Une présentation complète de l'instrument sera faite au paragraphe 3.

**PFS** (Atmospheric Fourier Spectrometer, Italie) : *PFS* est un spectromètre infrarouge (de 1,2  $\mu\text{m}$  à 45  $\mu\text{m}$ ) pour l'étude de l'atmosphère. L'instrument est un spectromètre à transformée de Fourier, avec un seul pixel mais deux gammes de longueur d'onde : en infrarouge proche et en infrarouge thermique ( $\lambda > 5 \mu\text{m}$ ). L'objectif principal est d'étudier la distribution globale de la vapeur d'eau et des autres constituants mineurs de l'atmosphère martienne avec une précision bien supérieure à celle des missions précédentes. Ces molécules sont identifiées par leur absorption dans certaines régions du spectre de la lumière solaire, ou par la chaleur qu'elles émettent naturellement lorsqu'elles sont excitées. Par ailleurs, pour l'étude de la dynamique de Mars, l'analyse de la bande du dioxyde de carbone à 15  $\mu\text{m}$  permet de mesurer les profils verticaux de température et de pression.

**Aspera-3** (Energetic Neutral Atoms Analyser, Suède) : *Aspera* visualise les concentrations de gaz ionisés autour de la planète Mars, en particulier par une technique connue sous le nom d'ENA. En observant les fuites de gaz atmosphériques provoquées par le vent solaire, cet instrument permet d'estimer la quantité d'atmosphère que Mars a perdu dans l'espace depuis sa formation.

**MaRS** (Radio Science Experiment, Allemagne) : *MaRS* est une expérimentation radio pour sonder l'atmosphère martienne lors des passages de la sonde derrière Mars, par la méthode des occultations, grâce à l'émetteur radio de *Mars-Express*. *Mars-Express* utilise deux fréquences radio différentes, en bande S et X. La bande X permet de dresser les profils verticaux de température et de pression du sol jusqu'à 35 km d'altitude. La bande S permet d'étudier la densité électronique de l'ionosphère, de 90 à 300 km d'altitude. L'analyse des décalages *Doppler* des signaux permettent aussi de retrouver la trajectoire exacte de la sonde et d'en déduire les anomalies du champ de gravité martien.

### 3) L'instrument SPICAM-Light

L'instrument *Spicam-Light* (*Spicam* : Spectroscopie pour l'investigation des caractéristiques de l'atmosphère de Mars) est un double spectromètre. Un canal fonctionne dans l'ultraviolet (118–320 nm) et l'autre dans l'infrarouge proche (1–1,7  $\mu\text{m}$ ). Le canal infrarouge, qui doit mesurer la vapeur d'eau qui absorbe aux alentours de 1,38  $\mu\text{m}$ , permettra en outre de récupérer quelques-unes des données que la sonde américaine *Mars Climate Orbiter* devait nous transmettre.

La spectroscopie permet de distinguer à la fois le constituant et le processus d'interaction avec la lumière, émission ou absorption. Il s'agit d'aboutir à une compréhension détaillée des variations saisonnières dans la distribution globale des constituants volatils (dioxyde de carbone et vapeur d'eau) et des composés aéronomiques qui leur sont fortement liés (ozone, monoxyde de carbone, dioxygène).

### 3.1) Objectifs scientifiques

Les principales questions qui se posent sont relatives

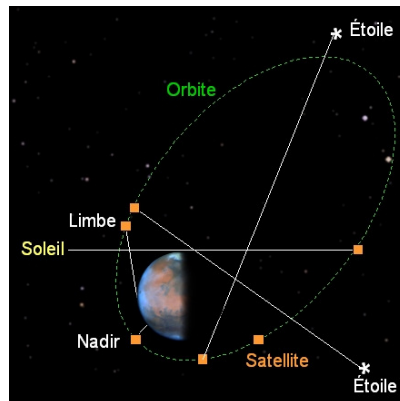
- à la structure de l'atmosphère ;
- à la stabilité du dioxyde de carbone liée à la faible abondance observée en monoxyde de carbone et en dioxygène ;
- au couplage entre l'eau et l'ozone ;
- aux aérosols en suspension ;
- à l'ionosphère, l'interaction avec le vent solaire et l'aéronomie de la haute atmosphère.

L'instrument *Spicam-Light* doit y répondre en mesurant, respectivement,

- les profils verticaux de la température et de la densité du  $\text{CO}_2$  ;
- les profils verticaux de densité de  $\text{CO}$ ,  $\text{CO}_2$  et  $\text{O}_2$  ;
- les profils verticaux de densité d' $\text{H}_2\text{O}$  et d' $\text{O}_3$ , ainsi que leurs quantités verticales intégrées ;
- la distribution, la taille et l'indice de réfraction des aérosols ;
- les émissions des éléments  $\text{CO}_2^+$  et  $\text{CO}^+$ ,  $\text{O}_2^+$ ,  $\text{Mg}$  et  $\text{Mg}^+$ ,  $\text{H}$ ,  $\text{C}$  et  $\text{O}$ , dans la haute atmosphère.

### 3.2) Observations

L'instrument *Spicam-Light* est conçu dès l'origine pour étudier l'atmosphère martienne de trois façons. Comme la plupart de l'instrumentation embarquée à bord de *Mars-Express*, *Spicam-Light* observe le sol martien en visant au nadir, en particulier lors de ses passages rapprochés avec la planète au périapse, à 250 km d'altitude. En dépointant le satellite, l'instrument observe l'émission naturelle du limbe, ou pointe une étoile et observe son extinction progressive à travers l'atmosphère avant son occultation totale par le disque planétaire. L'instrument peut encore observer le Soleil par une entrée latérale pour sonder l'atmosphère par la méthode des occultations solaires.



#### La visée au Limbe – Étude de la haute atmosphère

À certaines occasions, *Mars-Express* oriente ses instruments vers le limbe éclairé de Mars et *Spicam-Light* observe un spectre d'émission naturelle de son atmosphère soumise au flux solaire. Ce spectre permet d'identifier l'élément émetteur et le processus d'émission, de mesurer la quantité intégrée sur la ligne de visée pour déterminer les conditions photochimiques et aéronomiques de l'atmosphère martienne.

L'instrument *Spicam-Light* peut étudier dans ce sens l'émission naturelle de l'ionosphère en ultraviolet. La figure 3.4 montre le spectre d'émission naturelle de la haute atmosphère martienne déjà enregistré par les spectromètres UV des sondes *Mariner 6* et *Mariner 7* [2]. Le principal constituant ionisé est le dioxyde de carbone : la transition

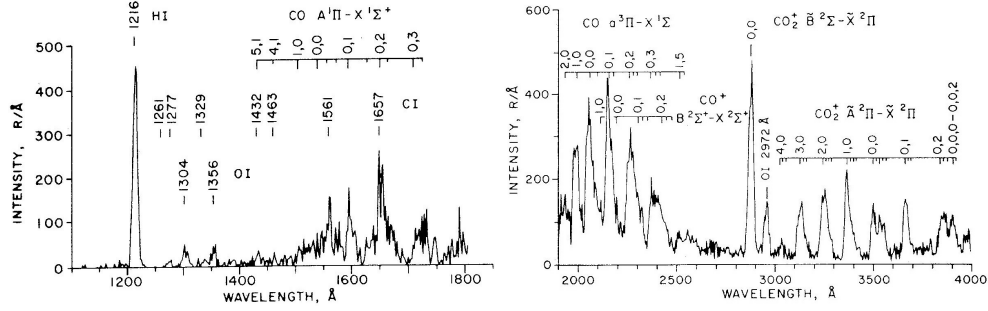
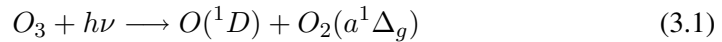


FIG. 3.4 – Spectres UV de la haute atmosphère de Mars acquis par *Mariner 6* et *Mariner 7*, entre 110 et 400 nm (résolution : 2 nm). Spectres au limbe entre 140 et 180 km d'altitude, sommes de 4 poses individuelles [2].

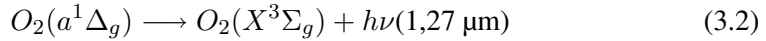
$\text{CO}_2^+ \tilde{\text{B}}^2\Sigma - \tilde{\text{X}}^2\Pi(0,0)$  à 289 nm correspond à la des-excitation de l'ion  $\text{CO}_2^+$  produit par la photo-ionisation du  $\text{CO}_2$  neutre par les photons UV-solaires à  $\lambda < 69$  nm ; la bande  $\text{CO}_2^+ \tilde{\text{A}}^2\Pi - \tilde{\text{X}}^2\Pi$  entre 300 et 400 nm est produite par la photo-ionisation puis diffusion par fluorescence des ions  $\text{CO}_2^+$ . La coupure spectrale de l'instrument *Spicam-UV* se situe à 320 nm, laissant possible l'étude des transitions (4,0) et (3,0) de cette bande.

Les mesures en ultraviolet de l'ionisation du  $\text{CO}_2$  en  $\text{CO}_2^+$  permet d'étudier la réponse de l'ionosphère martienne au vent solaire. L'ionisation du monoxyde de carbone  $\text{CO}$  en  $\text{CO}^+$  peut aussi être observée.

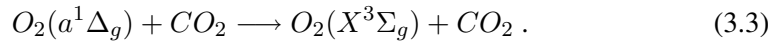
En infrarouge, l'émission naturelle du dioxygène  $\text{O}_2(^1\Delta_g)$  à 1,27  $\mu\text{m}$  permet une étude supplémentaire sur l'ozone. Cette émission a été prédite dès la découverte de l'ozone dans l'atmosphère de Mars par la sonde *Mariner 9* [3]. Son origine sur Mars est similaire à celle sur Terre et provient de la photo-dissociation de l'ozone par les photons UV-solaires ( $220 \text{ nm} < \lambda < 320 \text{ nm}$ ) selon l'équation



où la molécule de dioxygène se trouve excitée. Sa des-excitation est radiative et libère un photon à  $\lambda = 1,27 \mu\text{m}$  ( $\tau \sim 3850 \text{ s}$ )



si elle n'est pas auparavant collisionnelle sur une molécule de dioxyde de carbone



Cette émission est d'abord observée du sol et à haute résolution par Noxon *et al.* en 1976 [33]. En 1979, Traub *et al.* rapportent sa corrélation en latitude avec les mesures d'ozone effectuées par la sonde *Mariner 9* [46]. Krasnopolsky et Bjoracker publient sa cartographie en 2000 [29]. Dès 1997, Krasnopolsky affirme que cette émission du dioxygène permettrait même une meilleure étude de la photochimie de l'atmosphère que les mesures de colonne intégrée d'ozone puisque l'émission du dioxygène est plus sensible aux variations du niveau de saturation en vapeur d'eau (de 10 à 35 km) alors que la colonne intégrée d'ozone reste globalement constante [28].

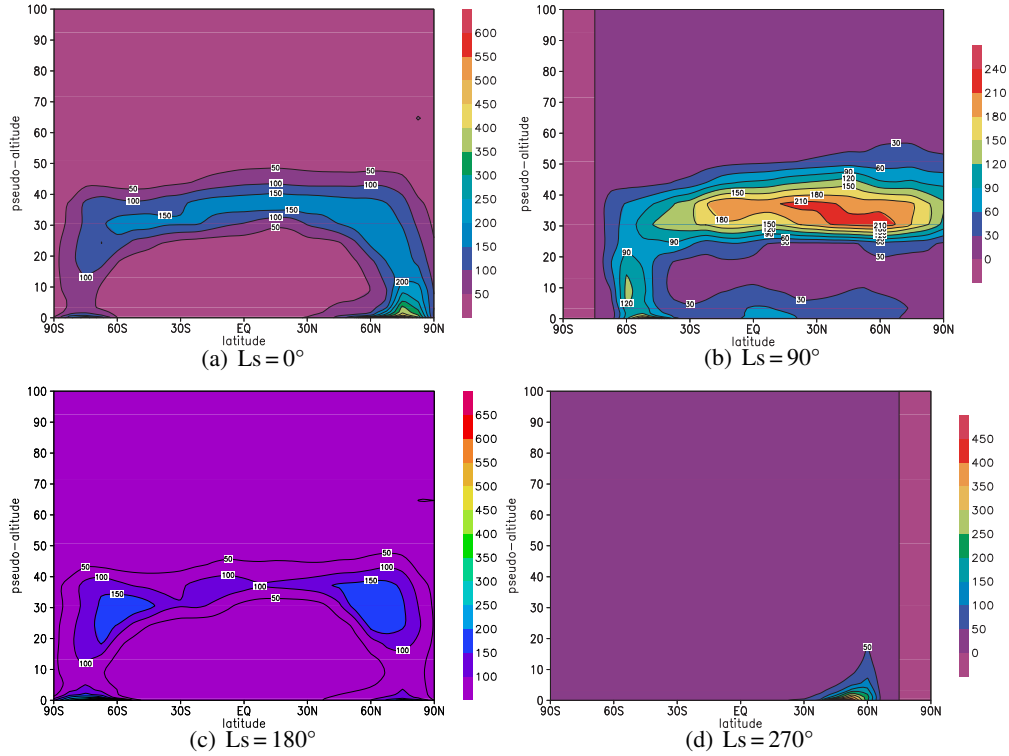


FIG. 3.5 – Représentation latitude-altitude du taux d'émission prévu du dioxygène à  $1,27 \mu\text{m}$  suivant la longitude solaire, à  $t = 12 \text{ h}$  ( $10^4 \text{ ph.cm}^{-3}.\text{s}^{-1} = \text{kR.km}^{-1}$ ), pour (a)  $L_s = 0^\circ$ , (b)  $L_s = 90^\circ$ , (c)  $L_s = 180^\circ$ , et (d)  $L_s = 270^\circ$  [35].

Son émission est à présent modélisée par Séverine Perrier dans le cadre de *Spicam-Light*, grâce à un module photochimique créé par Franck Lefevre au Service d'Aéronomie couplé au modèle de circulation général de l'atmosphère martienne développé par le Laboratoire de Météorologie Dynamique du CNRS à Paris, sous la responsabilité de François Forget, en partenariat avec le laboratoire *Atmospheric and Oceanic Planetary Physics* d'Oxford. Ce modèle photochimique a permis de mettre en évidence

- une émission intense d'environ  $600 \text{ kR.km}^{-1}$  à la surface aux hautes latitudes (85N) vers midi ;
- l'émission moyenne d'une couche située à 30–40 km d'altitude aux faibles et moyennes latitudes pendant toute la journée, d'environ  $150 \text{ kR.km}^{-1}$ . Cette couche satisfait aux contraintes observationnelles (ie. peu de poussières et réflexion par le sol négligeable) ;
- une émission faible d'environ  $50 \text{ kR.km}^{-1}$  vers 70 km d'altitude aux hautes latitudes (85N).

### La visée au Nadir – Cartographie des colonnes totales

Lors des passages au périapse, la sonde *Mars-Express* orientera ses instruments en direction du centre planétaire. L'instrument *Spicam-Light* mesurera le spectre solaire réfléchi par la surface sur lequel s'imprimeront les absorptions des constituants de l'atmosphère. La comparaison de ces spectres au spectre solaire incident permettra



de mesurer leur quantité intégrée. Ces observations permettront d'étudier les couches denses et basses de l'atmosphère, inaccessibles par la méthode des occultations stellaires à cause des poussières.

Les principaux constituants mesurables dans ce mode sont

- le dioxyde de carbone autour de 200 nm (canal UV) et de 1,40  $\mu\text{m}$  (canal IR) ;
- l'ozone de 200 à 300 nm (canal UV) ;
- la vapeur d'eau autour de 1,38  $\mu\text{m}$  (canal IR).

**Mesure du dioxyde de carbone ( $\text{CO}_2$ )** La quantité intégrée du dioxyde de carbone est égale à la pression atmosphérique au sol. La masse de l'atmosphère variant beaucoup en fonction de la condensation et de la sublimation du dioxyde de carbone, ces mesures globales permettront d'évaluer la masse globale de l'atmosphère et d'estimer la quantité de dioxyde de carbone condensée dans les calottes polaires [4].

**Mesure de la vapeur d'eau et de l'ozone ( $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{O}_3$ )** Le premier objectif de *Spicam-Light* est de mesurer la colonne de densité d'ozone afin de confirmer ou d'infirmer les mesures de Barth & al. (1973) qui trouvent un maximum de 60  $\mu\text{m-atm}$ , une valeur qu'aucune expérience n'a retrouvé depuis. La bande de longueur d'onde de 118 à 320 nm n'a pas été observée depuis la mission *Mariner-9* soit depuis trente ans. Cette observation devrait aussi permettre de prouver l'anticorrélation entre l'ozone et la vapeur d'eau, fortement présumée mais encore jamais confirmée, faute de mesures simultanées. Les quantités intégrées de ces deux composants permettront d'étudier leur cycle saisonnier respectif et, grâce aux mesures simultanées sur les deux canaux UV et IR, le couplage prévu entre eux par la chimie.

### Les occultations stellaires – Profils verticaux

À certaines occasions, la sonde entière est réorientée pour que *Spicam-Light* pointe le Soleil (par une entrée latérale) ou une étoile que l'instrument observe au travers des différentes couches de l'atmosphère. La comparaison des spectres obtenus aux spectres acquis hors atmosphère permet d'accéder directement à la transmission atmosphérique, en fonction de l'altitude et de la longueur d'onde, et d'en déduire le profil de concentration des constituants de l'atmosphère. Il faut souligner que cette méthode permet de retrouver les concentrations absolues des constituants à partir des mesures relatives sans aucun étalonnage ; la méthode est auto-étalonnée.

Les étoiles permettront d'atteindre une résolution en altitude de 1 km sur la densité intégrée des constituants. La résolution variera en fonction de la vitesse du satellite sur son orbite, de la position angulaire de la source et de la fréquence d'acquisition des spectres. Elle reste *a priori* indépendante de la distance du satellite à la planète puisque les étoiles sont des sources ponctuelles ; pour le Soleil, en tant que source étendue, elle dépend de la distance au limbe. La résolution est liée à la vitesse du satellite par la loi de Kepler. Le profil de température, déduit du profil de densité du constituant principal, le  $\text{CO}_2$ , pourra être restitué avec une précision de plus ou moins 5 K. Le Soleil permettra la même résolution verticale toujours en UV, et une résolution verticale de 3 km en IR, quand le limbe sera à 2000 km, grâce à un diaphragme de 5 secondes d'arc placé sur le chemin optique.

La méthode des occultations stellaires permet d'obtenir des profils à toute heure et non seulement à l'aube ou au crépuscule comme c'est le cas pour les occultations solaires. Grâce à la répartition des sources lumineuses, elle permet d'obtenir au cours d'une même orbite des profils de densité et de température en des points très différents de l'atmosphère, offrant ainsi une couverture étendue. Mais elle n'est accessible qu'en UV.

Les mesures portent sur

- le dioxyde de carbone, en occultations stellaire et solaire en UV à 120–200 nm ;
- la température, à partir des mesures du dioxyde de carbone, constituant majoritaire de l'atmosphère ;
- l'ozone, en occultations solaire et stellaire en UV à 250 nm (200–320 nm) ;
- les nuages et aérosols ;
- la vapeur d'eau, en occultation solaire en IR à 1,10–1,20  $\mu\text{m}$  et 1,30–1,50  $\mu\text{m}$  ;
- le dioxyde de carbone, en occultation solaire en IR à 1,20  $\mu\text{m}$ , 1,43  $\mu\text{m}$  et 1,50–1,70  $\mu\text{m}$ .

Les occultations stellaires, qui nécessitent de dépointer le satellite, sont réalisées de préférence sur la face nocturne de l'orbite pour laisser la priorité aux instruments de cartographie sur la face éclairée. À raison de trois orbites par jours, le Service d'Aéronomie envisage au moins une occultation par orbite, le facteur limitant étant l'orientation du satellite à partager entre tous les instruments. Les occultations solaires, qui ne sont possibles qu'à certaines occasions, se font par une entrée latérale prévue pour *Spicam-Light* pour ne pas éblouir le champ de vue des autres instruments.

**Les profils verticaux de dioxyde de carbone** Le dioxyde de carbone étant le principal constituant de l'atmosphère martienne, son profil servira de référence au calcul des rapports de mélange des autres constituants minoritaires. Il permettra aussi de calculer le profil de température par inversion de la loi de l'équilibre hydrostatique, ainsi que le profil vertical de pression.

**La stabilité du dioxyde de carbone** L'équilibre entre la photo-dissociation du dioxyde de carbone ( $\text{CO}_2$ ) de l'atmosphère martienne en monoxyde de carbone (CO) et en dioxygène ( $\text{O}_2$ ), et sa recombinaison catalysée par le radical OH, est caractérisé par la teneur en monoxyde de carbone et en dioxygène. Le dioxygène peut être détecté dans les bandes de Schumann-Runge à 170–210 nm. On peut s'attendre à une augmentation du rapport de mélange du dioxygène pendant l'hiver polaire lorsque le dioxyde de carbone se condense. Les occultations solaires permettront de mesurer ce rapport de mélange. Les masses d'air s'enrichissent en dioxygène qui devient un traceur possible de la circulation atmosphérique. Le monoxyde de carbone peut être détecté avec l'ion  $\text{CO}^+$  en émission UV au limbe, mais plutôt à haute altitude.

**Le couplage eau–ozone** La mesure de l'ozone par occultation pourra se faire au dessus de 15 kilomètres où le signal n'est pas totalement absorbé par les aérosols. Du fait de sa sensibilité au rayonnement solaire, la photochimie de l'ozone varie considérablement selon l'heure et la journée et notamment au crépuscule. L'interprétation et la comparaison des mesures avec des modèles sera moins délicate en occultation

stellaire. De plus la distribution en latitude de l’ozone dépend fortement de la saison, d’où une raison supplémentaire de préférer l’occultation stellaire.

**Les aérosols** On regroupe sous le nom d’*aérosols* les poussières et les particules de glace, de  $\text{CO}_2$  ou d’ $\text{H}_2\text{O}$ , ou leur combinaison. À partir de mesures d’extinction spectrales en occultation, un programme d’inversion permettra de déduire une distribution de leur taille et un indice de réfraction compatible avec les mesures. Les mesures de la lumière solaire diffusée par les aérosols seront utilement couplées aux mesures d’extinction. L’étude des aérosols est capitale non seulement en raison de leur rôle chimique en tant que réservoir d’espèces mais aussi comme siège de réactions hétérogènes à leur surface [4].

### 3.3) Présentation technique

L’instrument *Spicam-Light* est une version simplifiée du premier instrument *Spicam* dédié à *Mars-96*. *Mars-Express* ne pouvant pas embarquer les 45 kg de l’instrument initial, le Service d’Aéronomie décida de le réduire considérablement, au prix d’un sacrifice sur certains des objectifs scientifiques initiaux du projet. Ce nouvel instrument a été développé en coopération entre le Service d’Aéronomie, ayant la responsabilité globale, le BIRA à Bruxelles et l’IKI à Moscou, comme l’avait été *Spicam* sur *Mars-96*. La configuration simplifiée de *Spicam-Light* inclut deux senseurs UV et IR indépendants et un bloc électronique appelé DPU (*Digital Process Unit*).

**Le senseur UV** est un spectromètre ultraviolet (118–320 nm, résolution 0,8 nm) qui effectuera des visées au nadir et au limbe, ainsi que des occultations stellaires et solaires. D’une masse de 3,1 kg, il étudiera l’ozone et son couplage avec la vapeur d’eau par comparaison avec les mesures simultanées du canal IR, ainsi que les aérosols, la structure verticale de la température par la détection du dioxyde de carbone, et l’ionosphère martienne. La dispersion est maintenant assurée par un réseau holographique toroïdal (*Jobin-Yvon*) qui permet un gain important de masse et d’encombrement par rapport à la version initiale de l’instrument.

**Le senseur IR** est un spectromètre proche-infrarouge (1,0–1,7  $\mu\text{m}$ , résolution 0,5–1,2 nm) qui effectuera des occultations uniquement solaires qui permettront d’obtenir des profils verticaux d’abondance du dioxyde de carbone et de la vapeur d’eau. Il observera également au nadir pour mesurer l’abondance en colonne intégrée de vapeur d’eau. D’une masse de 0,7 kg, le canal utilise un filtre acousto-optique accordable (AOTF : *acousto-optic tunable filter*) qui a permis là encore une réduction importante de sa masse et de son encombrement. Ce spectromètre a été fabriqué en Russie par l’équipe d’Oleg Korablev, à l’IKI.

**Le bloc DPU** est une interface électronique de 0,9 kg qui assure les communications entre les deux senseurs optiques précédents et la sonde *Mars-Express*.

Ainsi présentée, l’expérience proposée est constituée de deux instruments indépendants. Dans sa version initiale pour *Mars-Express*, le Service d’Aéronomie proposait un canal IR plus ambitieux mais aussi plus lourd puisque pesant 3,5 kg, baptisé SOIR. SOIR reposait sur un spectromètre à réseau couvrant un plus large domaine spectral, de 1,2 à 4,8  $\mu\text{m}$ . Le comité des programmes scientifiques de l’ESA avait alors décidé

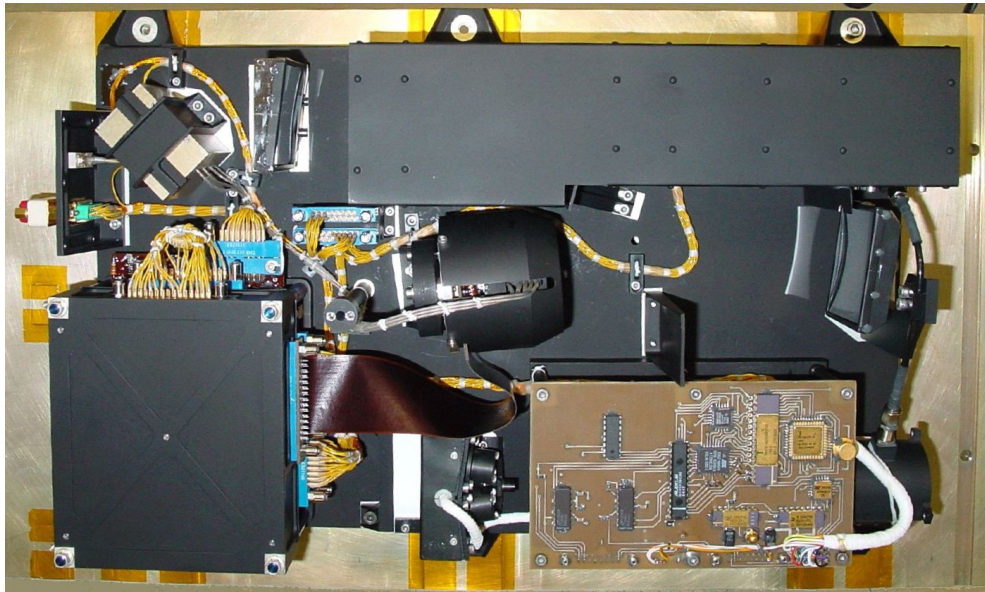
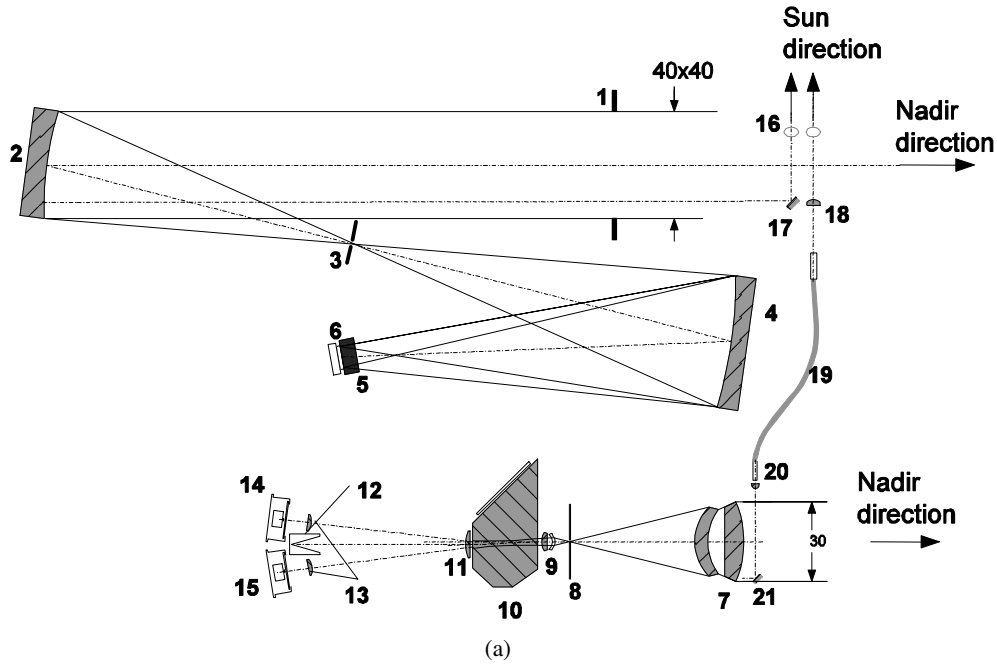


FIG. 3.6 – Schéma optique (a) et vue supérieure sans capot (b) du spectromètre *Spicam-Light*. 1 – Entrée du canal UV ; 2 – Miroir parabolique off-axis ; 3 – Fente escamotable ; 4 – Réseau UV holographique concave ; 5 – intensificateur ; 6 – CCD ; 7 – Objectif du canal IR ; 8 – Diaphragme de champ ; 9,11 – Lentilles collimatrices ; 10 – Cristal AOTF ; 12 – Piège à lumière pour faisceau direct ; 13 – Lentilles des détecteurs ; 14 – Détecteur du faisceau *extra-ordinaire* ; 15 – Détecteur du faisceau *ordinaire* ; 16 – Entrée solaire (obturée hors occultations solaires) ; 17,21 – Miroirs plats ; 18 – Entrée solaire IR ; 19 – Fibre optique ; 20 – Micro-lentille collimatrice (Documents SA).

que le spectromètre UV serait effectivement embarqué sur la sonde, et que le spectromètre IR serait une option recommandée si un gain de masse au niveau des autres expériences pouvait être gagné. L'IKI développa entre temps une version encore réduite de son canal infrarouge, la version AOTF de 0,7 kg. Cette dernière version fut acceptée par l'ESA pour récupérer une partie de la science perdue après l'échec de la sonde *Mars Climate Orbiter*, sans augmentation de la masse allouée à *Spicam-Light*, de 4,8 kg. La version de *Spicam-Light* embarquée sur *Mars-Express* ne pèse donc au final plus que 4,7 kg. Par rapport à *Mars-96*, la masse de l'instrument a été réduite d'un facteur dix. Mon arrivée au Service d'Aéronomie dans l'équipe *Spicam-Light* en septembre 2000 coïncide approximativement avec la fin de la phase C et le début de la phase D. L'instrument est alors défini ; la réception et la réalisation des sous systèmes est en cours. Mes travaux se sont concentrés sur les mesures de transmission des éléments optiques, l'intégration de l'instrument et la vérification de ses performances.

Au cours du projet, le Service d'Aéronomie a réalisé plusieurs modèles de l'instrument. Deux d'entre eux peuvent être considérés comme des maquettes, les trois autres comme susceptibles de voler sur la sonde. Ces modèles sont

- le modèle thermique (MT), une maquette pour valider les caractéristiques thermiques et mécaniques – structure principale, volume et masse ;
- le modèle électrique (ME), une maquette conforme en volume et au niveau des interfaces électriques ;
- le modèle de qualification (MQ), le premier modèle entièrement intégré. Il est conforme aux modèles de vol et a subi comme ces derniers les essais d'environnement dits de qualification – vibration, vide thermique, et compatibilité électromagnétique ;
- le modèle de vol (MV), le modèle embarqué par la sonde *Mars-Express* ;
- le modèle de vol de rechange (MR), identique au modèle de vol. Il pouvait le remplacer en cas d'un quelconque problème sur celui-ci.

L'intégration des modèles n'a pas suivi un déroulement nominal. Avant d'être baptisé MV et MR, les éléments des deux modèles de vol s'appelaient MV<sub>1</sub> et MV<sub>2</sub>. Il y avait ainsi un capteur UV MV<sub>1</sub> et un capteur UV MV<sub>2</sub>, un capteur IR MV<sub>1</sub> et un capteur IR MV<sub>2</sub>, un bloc DPU MV<sub>1</sub> et un bloc DPU MV<sub>2</sub>. Le capteur IR MV<sub>2</sub> fournissait très tôt de meilleures performances que le capteur IR MV<sub>1</sub>. Il fut donc intégré et livré à l'ESA comme modèle de vol aux côtés du capteur UV MV<sub>1</sub> et du bloc DPU MV<sub>1</sub>. Par la suite, le capteur UV MV<sub>2</sub> bénéficiait d'un meilleur réglage optique que le capteur UV MV<sub>1</sub> et l'équipe a échangé les deux éléments sur la sonde. Cet échange s'est fait en plusieurs étapes et les configurations installées à tour de rôle sur la sonde *Mars-Express* ont été

- UV MV<sub>1</sub> + IR MV<sub>2</sub> + DPU MV<sub>1</sub>, la version livrée initialement ;
- UV MV<sub>1</sub> + IR MQ + DPU MV<sub>1</sub> : le Service d'Aéronomie a récupéré le capteur IR MV<sub>2</sub> pour l'intégrer sur le nouveau modèle avec le capteur UV MV<sub>2</sub>. Pour ne pas perturber les tests de communication de la sonde en cours d'intégration, il devait absolument être remplacé. À cette date, le capteur IR MV<sub>1</sub> était retourné à l'IKI en Russie pour subir la même amélioration que le capteur IR MV<sub>2</sub>. C'est donc le capteur IR MQ qui est venu le remplacer ;
- UV MV<sub>2</sub> + IR MV<sub>2</sub> + DPU MV<sub>1</sub> = MV, la version de vol définitive.

La configuration du modèle de rechange est quant à elle définie avec les éléments

- UV MV<sub>1</sub> + IR MV<sub>1</sub> + DPU MV<sub>2</sub> = MR.

## Chapitre 4

# Le spectromètre ultraviolet *Spicam-Light* senseur UV

Le concept optique de *Spicam-Light* est beaucoup plus simple que celui retenu auparavant pour *Spicam* sur *Mars-96*. La sonde *Mars-96* n'offrait qu'une stabilisation de pointage de 1 degré, et pour garder les sources dans le champ de vue, l'instrument *Spicam* devait commander la plateforme orientable sur laquelle il était fixé avec l'aide d'un senseur stellaire de pilotage. L'observation simultanée de l'ozone en ultraviolet et de la vapeur d'eau en infrarouge proche était rendue possible en utilisant un réseau plan commun et deux détecteurs distincts pour les deux canaux. Mais la lumière rencontrait sept surfaces réfléchissantes avec le télescope d'entrée.

La stabilisation de la sonde *Mars-Express* est précise à moins de 0,1 degré. Elle est donc meilleure et maintenant suffisante pour ne pas nécessiter un pointage actif. Le télescope Cassegrain de *Spicam* est remplacé par un seul miroir parabolique. Les observations de la vapeur d'eau en proche infrarouge sont effectuées par un détecteur distinct de l'instrument UV, ce qui permet d'utiliser un réseau concave pour l'UV et de réduire une nouvelle fois le nombre de surfaces réfléchissantes. Ce dernier étant fixe, la bande spectrale de l'instrument UV est figée (de 110 à 320 nm).

Le nouvel instrument est donc plus petit et plus léger. Le canal UV est semblable au concept de l'instrument *Alice*, un spectromètre UV embarqué sur la mission *Rosetta* et sur lequel le Service d'Aéronomie est impliqué en fournissant le miroir principal et le réseau. Le schéma optique de *Spicam-Light* UV a été calculé par Christian Taulemesse, ingénieur opticien au Service d'Aéronomie. Il est présenté sur la figure 3.6 accompagné d'une vue de l'instrument.

### 1) Description technique

#### La pupille d'entrée

La lumière entre par une ouverture carrée de 40 mm de côté et parcourt un baffle optique jusqu'au miroir primaire. Aucune surface optique n'est présente avant ce miroir. La pupille d'entrée du télescope est matérialisée directement par une ouverture carrée, proche de l'entrée du baffle.

### Le miroir

Le miroir du télescope UV est un miroir parabolique *off-axis* de 120 mm de focale. Son foyer est excentré de 30 mm de l'axe du faisceau d'entrée. Ses caractéristiques principales sont résumées dans le tableau 4.1. Il est surmonté d'un baffle optique qui offre une pupille d'entrée carrée de 40 mm de côté.

TAB. 4.1 – Caractéristiques du miroir de *Spicam-Light*.

Longueur focale :	120 mm
Dimensions :	44×52 mm <sup>2</sup>
Pupille d'entrée :	□ 40×40 mm <sup>2</sup>
FOV (sans vignetage) :	1°×2,9°
Matériau :	Al
Revêtement :	MgF <sub>2</sub>
Masse :	200 g

### La fente-foyer

Un système mécanique permet de placer une fente amovible en forme de *T* dans le plan focal du miroir. Le spectromètre peut donc être utilisé

- avec fente : elle contient deux parties, une ouverture inférieure de 50 µm de large équivalente à 2 pixels du détecteur pour 4,6 mm de haut (200 pixels) et une ouverture de 500 µm de large équivalente à 20 pixels pour 2 mm de haut (88 pixels). Cette double fente permet deux résolutions spectrales simultanées lors des observations des sources étendues. La fente étroite fournit une résolution fine (1,02 nm) mais peu de flux tandis que la fente large fournit davantage de signal au dépend d'une résolution dix fois moins bonne. La fente supérieure est éventuellement utilisée pour effectuer des occultations stellaires en limbe brillant ;
- sans fente : la fente peut être escamotée pour observer tout le champ utile. Le champ est alors limité par une ouverture rectangulaire, placée au foyer, dont le champ total mesure 2,9° en hauteur. Mais sur les 3,8° de champ horizontal et perpendiculaire à la fente, seule la partie centrale de 1° n'est pas vignetée, car il y a un diaphragme rectangulaire placé environ 10 mm après le foyer pour éviter les réflexions parasites. Cette configuration est adaptée aux sources ponctuelles et sert aux occultations stellaires.

### Le réseau

Le réseau de diffraction du spectromètre est un réseau holographique concave toroïdal. La forme concave focalise directement le faisceau incident divergeant et permet de s'affranchir des deux collimateurs traditionnellement placés de part et d'autre des réseaux plans. La forme toroïdale choisie lui attribue un grandissement de un. Tout déplacement au niveau du plan focal (matérialisé à l'occasion par la fente d'entrée) se reproduit en vraie grandeur sur le détecteur. Ses caractéristiques principales sont résumées dans le tableau 4.2. Le réseau est fixe, imposant ainsi la bande spectrale : de

110 à 320 nm à l'ordre 1. Avec une gravure équivalente de 290 traits/mm, la dispersion spectrale vaut 0,545 nm par pixel de 23  $\mu\text{m}$ . Le Service d'Aéronomie a commandé sa fabrication à la société *Jobin-Yvon*.

TAB. 4.2 – Caractéristiques du réseau de *Spicam-Light*.

Dimensions :	□ 50×50 mm <sup>2</sup>
Courbure (rayon) :	151,21 mm
Traits / mm :	290
Longueur d'onde de blaze :	170 nm
Angle incident :	-5,5°
Revêtement :	Al + MgF <sub>2</sub>
Masse :	200 g

Les caractéristiques du spectromètre entraînent la superposition du second ordre (de la bande 118–160 nm) sur le premier ordre (de la bande 236–320 nm). De plus, pendant les occultations, la fente est escamotée et l'instrument pointe une étoile et enregistre son spectre superposé à l'émission du limbe. Cette émission est en générale du côté nuit beaucoup plus faible que celle de l'étoile, sauf autour de la raie *Lyman  $\alpha$*  (121,6 nm) où la couronne de Mars illumine tout le champ de vue. Une fenêtre de saphir a donc été posée sur l'intensificateur. La transmission du saphir marque une coupure franche à 160 nm et filtre la bande indésirable du second ordre. La fenêtre ne couvre bien sûr que la surface correspondant aux longueurs d'ondes supérieures à 160 nm pour ne pas perdre l'information de la bande 118–160 nm du premier ordre. Ainsi, lors des occultations stellaires de nuit, seule la région du détecteur correspondante au domaine spectral inférieur à 160 nm de l'ordre 1 voit seule la lumière *Lyman  $\alpha$*  en source étendue.

### Le détecteur UV intensifié

Le détecteur du sensor UV est une caméra CCD associée à un intensificateur par un pavé solide de fibres optiques (fig. 4.1).

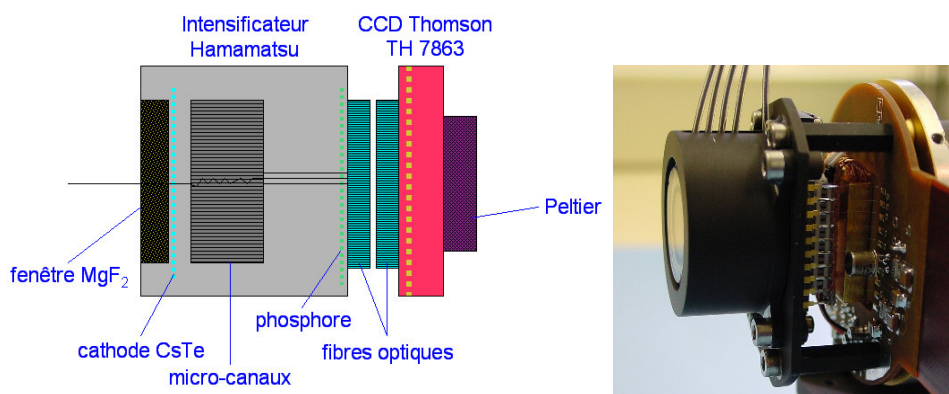


FIG. 4.1 – Détecteur du sensor UV de *Spicam-Light* (Documents SA).



### La matrice CCD

Le détecteur est muni d'une matrice à transfert de charge CCD *Thomson 7863*. La surface sensible du CCD est composée de 288 lignes de 384 pixels utiles, chacun des pixels ayant une dimension de  $23 \times 23 \mu\text{m}$  et correspondant à un champ de  $0,01^\circ$  sur le ciel. En réalité, la matrice possède 290 lignes de 407 pixels mais certains pixels sont spéciaux et ne reçoivent pas de lumière. Les lignes sont distribuées de la manière suivante :

- une zone inactive sur les premiers pixels, ces pixels permettent de mesurer l'offset ;
- une zone sensible aux photons de 384 pixels ;
- une zone masquée à la lumière sur les derniers pixels, ces pixels permettent d'estimer le courant d'obscurité (DC) ;
- deux zones de transition de quelques pixels de part et d'autre de la zone sensible.

La matrice *Thomson 7863* est dite à transfert de trame. Elle dispose en plus de la zone photosensible d'une seconde zone identique mais protégée de la lumière par un masque d'aluminium. Cette seconde zone sert aussi bien d'obturateur que de zone mémoire pour commencer une nouvelle pose sur la zone sensible avant d'avoir terminé la lecture du CCD.

La pose commence par une exposition de la zone sensible à la lumière. À la fin de la durée impartie, les électrons accumulés dans les pixels de la zone sensible sont rapidement transférés dans les pixels de la zone masquée. Les charges des lignes de la zone masquée sont recueillies tour à tour dans un registre de lecture équivalent à une ligne de la matrice, dont chaque élément est lu successivement par un étage de sortie. Les charges des pixels sont ensuite amplifiées et converties en valeurs numériques (fig. 4.2).

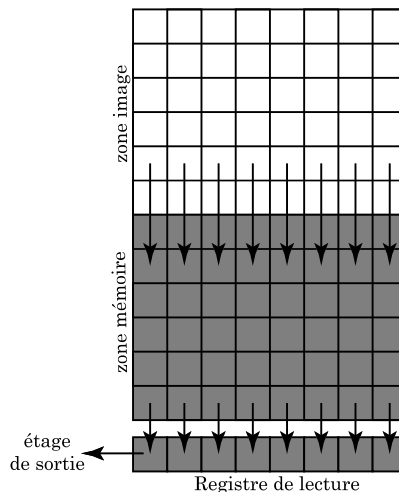


FIG. 4.2 – Principe du transfert de charges dans le CCD *TH7863*.

La matrice CCD est montée sur un refroidisseur à effet *Peltier* pour limiter l'effet du courant d'obscurité. Sa face avant est surmontée d'un pavé de fibres optiques, collé par Bill Sandel (*Lunar and Planetary Laboratory*, Université d'Arizona), en guise de fenêtre d'entrée.

### Les cartes électroniques du détecteur

L'électronique de lecture du détecteur CCD est partagée en trois éléments : une carte de lecture dite *de proximité*, une carte de traitement analogique et une carte numérique. La première se trouve au voisinage immédiat du CCD et porte un préamplificateur du signal vidéo. Les deux autres cartes sont regroupées dans un boîtier électronique et reliées à la carte de proximité par une liaison souple flex-rigide. Cette liaison devant rester relativement courte (environ 130 mm), le boîtier électronique est proche du détecteur dans la structure du senseur UV.

La carte analogique amplifie le signal, réalise l'échantillonnage et assure la numérisation sur 12 bits.

La carte numérique conserve temporairement les données numériques provenant de la carte analogique, assure les *top horloge* nécessaires au séquençement des opérations du détecteur et communique avec le bloc DPU extérieur. Elle porte un microcontrôleur, un séquenceur d'horloge et un système d'acquisition et de stockage. Le microcontrôleur reçoit un message de commande du boîtier électronique qui lui indique notamment le mode de fonctionnement à utiliser (voir paragraphe 2). À la réception de ce message, il envoie les données qu'il possède éventuellement en mémoire. Puis suivant le message reçu, il sélectionne et envoie les bonnes séquences d'horloges au séquenceur. Une fois le processus initialisé, le séquenceur est autonome et ne requiert plus d'intervention de la part du microcontrôleur. À l'expiration du temps de pose, il range en mémoire les informations provenant du détecteur et attend un nouveau message de commande.

### L'intensificateur

Le CCD Thomson est en silicium polycristallin *front side illuminated* c'est-à-dire destiné à être éclairé par l'avant. Ces CCD ont un très bon rendement dans le rouge mais leur efficacité quantique chute progressivement avec la longueur d'onde pour devenir très médiocre dans le bleu et nulle en ultraviolet. Le senseur UV observe de 118 à 320 nm. Le CCD n'est donc pas utilisé seul mais couplé à un intensificateur de lumière.

L'intensificateur du senseur UV est de marque Hamamatsu. Il est constitué d'une fenêtre de  $\text{MgF}_2$ , d'une photocathode semi-transparente de CsTe, d'une galette de micro-canaux (MCP, pour *micro channels plates*), d'un écran de phosphore et d'une fenêtre faite d'un pavé de fibres optiques. Son principe est le suivant :

Les photons UV entrent par la fenêtre de  $\text{MgF}_2$  et sont capturés par la photocathode qui libère alors des électrons libres. Un champ électrostatique les attire vers l'entrée de la galette de micro-canaux où ils sont multipliés puis fortement accélérés vers l'écran enduit de phosphore, qu'ils percutent en créant des photons verts (545 nm). Ces photons, à présent adaptés à la plage de sensibilité du CCD, sont acheminés par des millions de fibres optiques jusqu'à sa surface sensible. Le CCD travaille en mode pseudo-comptage : un seul photoélectron en amont permet d'éclairer la matrice CCD avec un niveau suffisant pour être détecté en une seule lecture grâce au gain occasionné par l'intensificateur. L'image d'un « événement » s'étale sur quelques pixels. La figure 4.4 résume ce principe : La tension  $V_{\text{MCP in}}$  (200 V) accélère le photo-électron jusqu'à l'entrée de la galette de micro-canaux ; la tension  $V_{\text{MCP out}} - V_{\text{MCP in}}$  appliquée à la

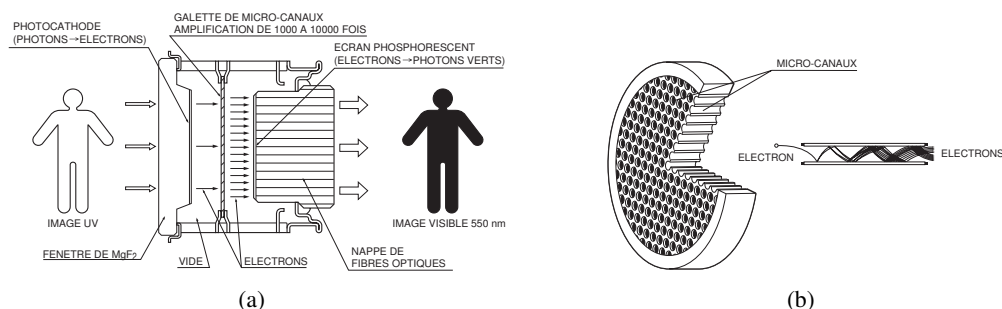


FIG. 4.3 – (a) – Intensificateur du détecteur UV, (b) – galette de micro-canaux de l'intensificateur (d'après document Hamamatsu).

galette de micro-canaux accélère et multiplie l'électron incident ; la tension de sortie  $V_{MCP\ out}$  est réglable de 700 V à 1 100 V ; la tension  $V_{phos}$  (6 000 V) accélère les électrons produits par les galettes jusqu'à l'écran phosphore de sortie ; le potentiel de la photocathode sert de référence (0 V).

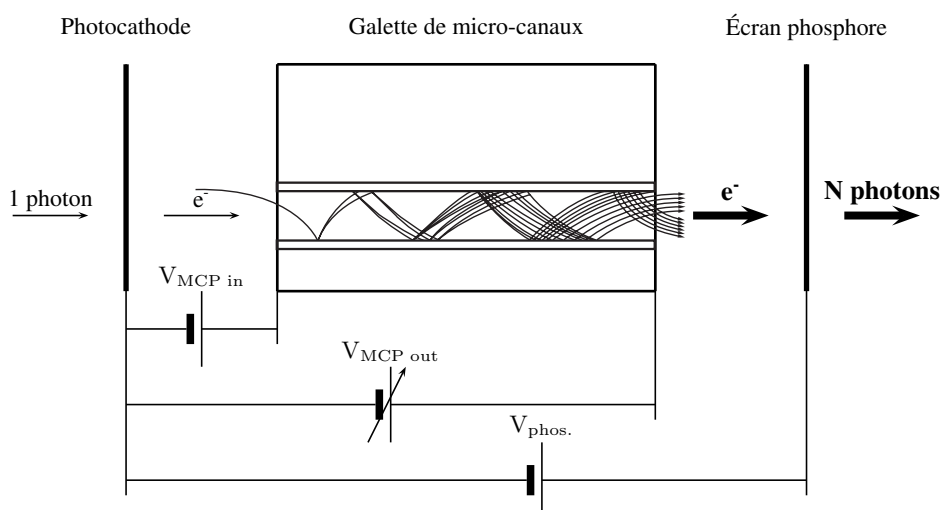


FIG. 4.4 – Principe de fonctionnement d'un intensificateur à galette de micro-canaux.

L'alimentation haute tension de l'intensificateur est de marque Hamamatsu.

Le tableau 4.3 résume les caractéristiques techniques de l'intensificateur à galette de micro-canaux.

### Le boîtier *servitudes*

regroupe les fonctions auxiliaires indispensables au fonctionnement de l'instrument (fig. 4.5). Ce bloc est constitué de 3 cartes dont les fonctions sont de

- fournir les alimentations électriques ;
- piloter les mécanismes ;
- commander le refroidisseur à effet Peltier ;
- commander la haute tension de l'intensificateur ;

TAB. 4.3 – Caractéristiques de l'intensificateur UV de *Spicam-Light* (d'après Hamamatsu).

Réponse spectrale :	115 à 320 nm
Maximum :	230 nm
Matériau fenêtre d'entrée :	MgF <sub>2</sub> + lame de saphir
Écran phosphore :	P-20 (photons verts)
Photocathode – Matériau :	Cs – Te
– diamètre :	12 mm
Efficacité quantique – à 122 nm :	9,1 %
– à 230 nm :	11 %
– à 320 nm :	0,077 %
Sensibilité – à 122 nm :	9,0 mA/W
– à 230 nm :	20 mA/W
– à 320 nm :	0,2 mA/W
Température de fonctionnement :	-20 à +40°C
Masse :	80 g

- mesurer les paramètres techniques : la position de la fente et de l'obturateur solaire, la valeur du courant HT et les températures.

Le boîtier *servitudes* a été développé et réalisé au Service d'Aéronomie par Frantz Sémelin et François Wicek.

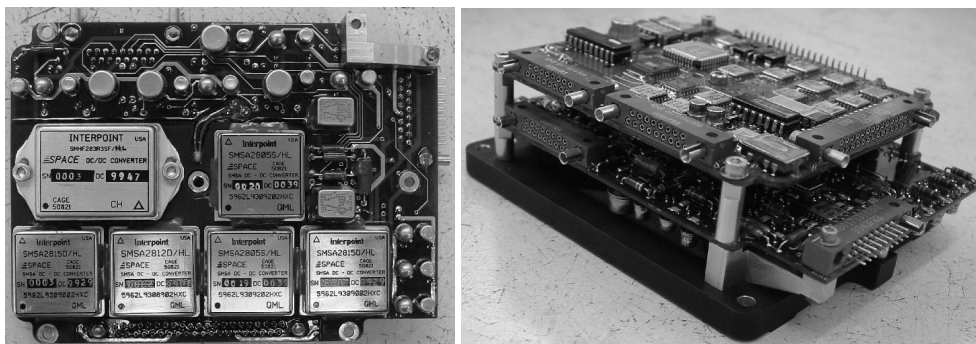


FIG. 4.5 – Cartes du boîtier *servitudes* (Documents SA).

## 2) Modes de fonctionnement

Le séquenceur de la caméra est conçu pour fonctionner sous des modes différents qui limitent la quantité d'information communiquée au DPU. Cette limite est fixée à environ 2000 pixels sur les quelques 110 000 que comportent la matrice. Elle est en fait imposée par la capacité mémoire disponible sur la carte numérique de la caméra et par la vitesse d'acquisition du contrôleur [Wicek, 1996]. Ces modes de fonctionnement sont au nombre de cinq :

**Le mode super-pixel** ou mode « B ». Un super-pixel est défini par l'accumulation de  $8 \times 8$  pixels. On l'obtient en faisant une somme analogique de 8 lignes dans le registre de lecture puis la somme de 8 pixels du registre de lecture dans le registre de sortie. Cette somme intervient ainsi avant l'échantillonnage et la numérisation du signal et n'ajoute pas de bruit de lecture. Le mode super-pixel permet de lire la totalité de la matrice au prix d'une moindre résolution. Il peut être utilisé pour localiser le signal utile sur le CCD. Le nombre de lignes (290) et de colonnes (407) de la matrice n'étant pas divisible par 8, on exploite les 288 premières lignes et on ajoute sur chaque un pixel fictif. On obtient ainsi une matrice de 36 lignes de 51 super-pixels.

**Le mode fenêtre** ou mode « C » consiste à échantillonner les pixels contenus dans une fenêtre de largeur  $l$  et de hauteur  $h$  déterminée à partir de la ligne  $y$  et de la colonne  $x$ . La taille maximale de la fenêtre est inférieure à 2000 pixels. Le paramètre  $l$  doit être compris entre 11 et 60 pixels à cause du fonctionnement du séquenceur. Pour être valides, les paramètres de la fenêtre doivent être tels que  $x+l$  et  $y+h$  ne débordent pas de la matrice ! Développé à l'origine pour *Spicam* sur *Mars-96*, ce mode est pour *Spicam-Light* davantage un mode de laboratoire utilisé pour les étalonnages.

**Le mode spectromètre** ou mode « D » est le mode spectromètre par excellence. Lorsqu'une étoile est visible dans le champ, son spectre s'étale sur une à deux lignes de la matrice CCD. Le mode spectromètre sans *binning* permet de lire cinq lignes contiguës. L'emplacement de la première ligne peut être choisi. Le contrôleur lit rapidement les premières lignes qui précèdent la zone utile sans numériser le signal avant de traiter normalement les lignes désirées.

**Le mode spectromètre avec *binning* programmable** ou mode « E » s'applique aux sources étendues pour lesquelles le spectre s'étale sur toute la hauteur du CCD. Le mode spectromètre avec *binning* programmable consiste à faire une somme analogique d'un nombre  $n$  de lignes dans le registre avant transfert vers le registre de sortie. On recueille ainsi le signal dans 5 bandes contiguës, chaque bande contenant la somme de  $n$  lignes du CCD par *binning* électronique dans le registre de sortie. Pour que le paramètre de première ligne  $y$  soit valide, il faut que  $y$  soit inférieur à  $290 - 5 \times n$ . Le paramètre  $n$  peut varier de 1 à 32 par puissance de 2. Ce mode peut également servir pour rechercher le signal des sources ponctuelles.

**Le mode spectromètre avec *binning* progressif** ou mode « F », est un mode exploratoire pour les sources étendues qui varie la dynamique en une seule exposition. Le mode spectromètre avec *binning* progressif consiste à faire la somme analogique de deux lignes dans le registre de lecture avant transfert vers le registre de sortie, puis des quatre lignes suivantes, puis des huit, des seize et des trente-deux. On couvre ainsi 62 lignes de la matrice en 5 bandes de largeur variable. La première ligne est toujours la ligne centrale 144. Cette méthode permet d'augmenter la dynamique d'un facteur 31 pour les sources étendues, au nadir ou au limbe. Les signaux faibles sont lus en sommant les colonnes des 62 lignes, alors que les signaux les plus forts, avant la saturation à 4095 ADU, sont lus sur la bande contenant seulement deux lignes.

**Le mode image** ou mode « Z » permet de lire l'intégralité du CCD par séries de 5 lignes, décalées de 4 lignes à chaque mesure. Ce mode permettra de prendre par exemple une image de *Phobos* éclairé en lumière *Lyman*  $\alpha$  par le Soleil, une source monochromatique assez intense.

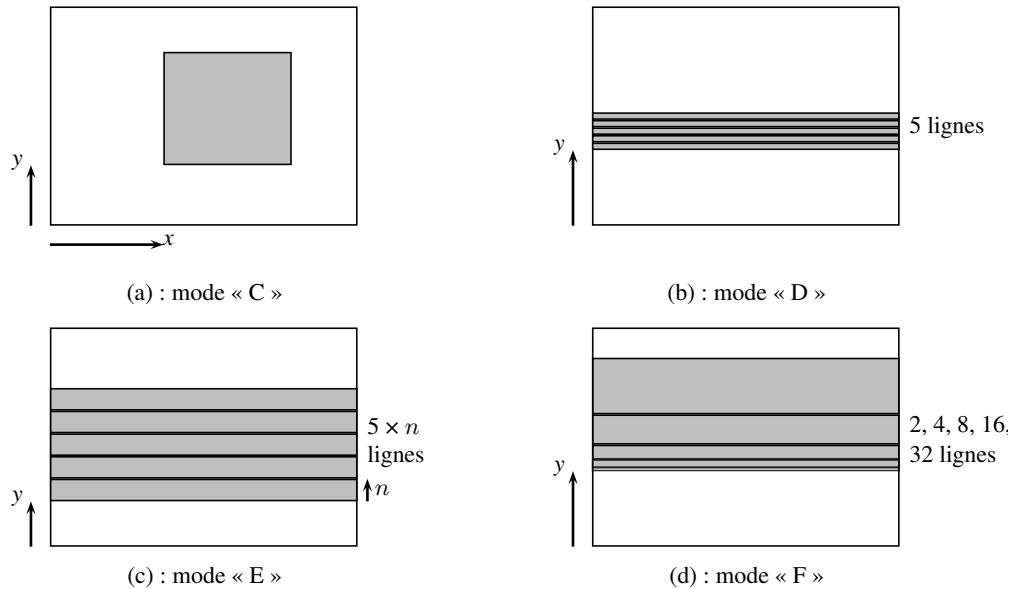


FIG. 4.6 – Modes de lecture du CCD : (a) mode fenêtre, ou mode « C » ; (b) mode spectromètre, ou mode « D » ; (c) mode spectromètre avec *binning* programmable, ou mode « E » ; (d) mode spectromètre avec *binning* progressif, ou mode « F ».

### 3) Efficacité optique

L'efficacité du senseur UV est conditionnée par le rendement de ses sous ensembles optiques. Le miroir, le réseau, l'intensificateur, les nappes de fibres optiques et le CCD introduisent tour à tour une perte de signal, sous forme de photons ou d'électrons. La figure 4.7 illustre le parcours du signal dans le détecteur avec, à chaque occasion, la perte occasionnée. Ces pertes s'expriment par

- $T_M(\lambda)$ , la réflectivité du miroir ;
- $T_R(\lambda)$ , la réflectivité du réseau ;
- $T_{Al_2O_3}(\lambda)$ , la transmission de la lame de saphir ;
- $Q_{\text{phot}}^e(\lambda)$ , le rendement quantique de la photocathode de l'intensificateur, qui inclut aussi par tradition la transmission de la fenêtre en  $MgF_2$  du détecteur ;
- $REG(\lambda, HT)$ , pour *Radiance Emission Gain*, le rapport entre la puissance radiative par unité de surface qui entre dans l'intensificateur et la puissance radiative par unité de surface qui en ressort sur la face opposée ;
- $K_{\text{Ampl}}$ , le rapport d'amplification de l'intensificateur au niveau de haute tension le plus faible ;
- $G_{HT}$ , le gain relatif de l'intensificateur, entre un niveau de haute tension donné et le niveau de haute tension le plus faible ;

- $Q_{\text{écran}}^{\text{ph}}$ , l'efficacité quantique de l'écran de phosphore ; elle peut être  $\gg 1$ , car l'énergie de l'électron est de 6 keV ;
- $T_{\text{fibres}}$ , la perte de photons niveau d'une nappe de fibres optiques ;
- $Q_{\text{CCD}}^{\text{e}}$ , l'efficacité quantique du CCD à 545 nm ;
- $K_{\text{CCD}}$ , le gain de la chaîne de lecture du CCD, en électrons par ADU.

Ainsi, si  $f_s$  est le flux de photons de la source à l'entrée du détecteur, le signal lu, en ADU par unité de temps, s'exprime

$$\frac{S_{\text{ADU}}(\lambda)}{t} = f_s(\lambda) \times T_{\text{M}}(\lambda) \times T_{\text{R}}(\lambda) \times T_{\text{F}}(\lambda) \times Q_{\text{phot}}^{\text{e}}(\lambda) \times K_{\text{Ampl}} \times G_{\text{HT}} \times Q_{\text{écran}}^{\text{ph}} \times T_{\text{fibres}} \times Q_{\text{CCD}}^{\text{e}} \times K_{\text{CCD}}^{-1}. \quad (4.1)$$

Nous allons quantifier chacun de ces facteurs et nous assurer qu'une fois en orbite martienne, le signal reçu sera d'un niveau suffisant et utilisable scientifiquement.

### 3.1) Mesures du taux de réflexion

Les mesures du taux de réflexion des pièces optiques réfléchissantes sont sur le principe très simple. Le flux  $F_0$  d'une source est mesuré sur une bande passante  $\Delta\lambda$  puis le flux  $F'_0$  de la même source est mesuré dans les mêmes conditions après réflexion. Le rapport des deux mesures donne la valeur du taux  $T$  de réflexion de cet élément :

$$T(\lambda) = \frac{F'_0(\lambda)}{F_0(\lambda)}. \quad (4.2)$$

Les mesures dans l'ultraviolet lointain (115–160 nm) doivent s'opérer sous vide. Nous disposons au Service d'Aéronomie d'une cuve de 700 mm de diamètre qui permet d'atteindre un vide de  $10^{-6}$  hPa. La source est une lampe à hydrogène placée à l'entrée d'un monochromateur. La bande passante étudiée couvre de 110 à 161 nm. Les détecteurs utilisés pour les mesures de flux sont deux photomultiplicateurs de marque Hamamatsu munis d'une photocathode de CsI et d'une fenêtre de  $\text{MgF}_2$  :

- le PM R1259 CHR dont la photocathode est opaque (*side window*), est utilisé avec une tension d'amplification de 1000 V ;
- le PM R1081 dont la photocathode est semi-transparente (*front window*), est utilisé avec une tension d'amplification de 1800 V.

Leur bande passante couvre de 115 à 200 nm<sup>1</sup>. De façon générale, le PM R1259 CHR est utilisé pour mesurer le flux incident, le PM R1081 pour mesurer le flux réfléchi par l'optique. Les deux photomultiplicateurs sont montés en parallèle dans la cuve sur un système de déplacement motorisé de marque MICRO CONTRÔLE® qui permet un balayage dans un plan perpendiculaire au faisceau. Toutes les mesures sont effectuées en plaçant le centre de la fenêtre des photomultiplicateurs au centre du faisceau de lumière, incident pour le PM R1259 CHR et réfléchi pour le PM R1081.

Si les mesures de réflectivité et de transmission sont simples sur le principe, elles se révèlent plus compliquées en pratique. Les mesures s'effectuent dans une cuve, sous vide, et sans visibilité du signal UV. La mise en place des éléments et le positionnement des deux détecteurs se font en condition ambiante à l'aide d'une diode laser dans le visible.

<sup>1</sup>Elle peut être extrapolée au delà même si le rendement chute alors de manière drastique.

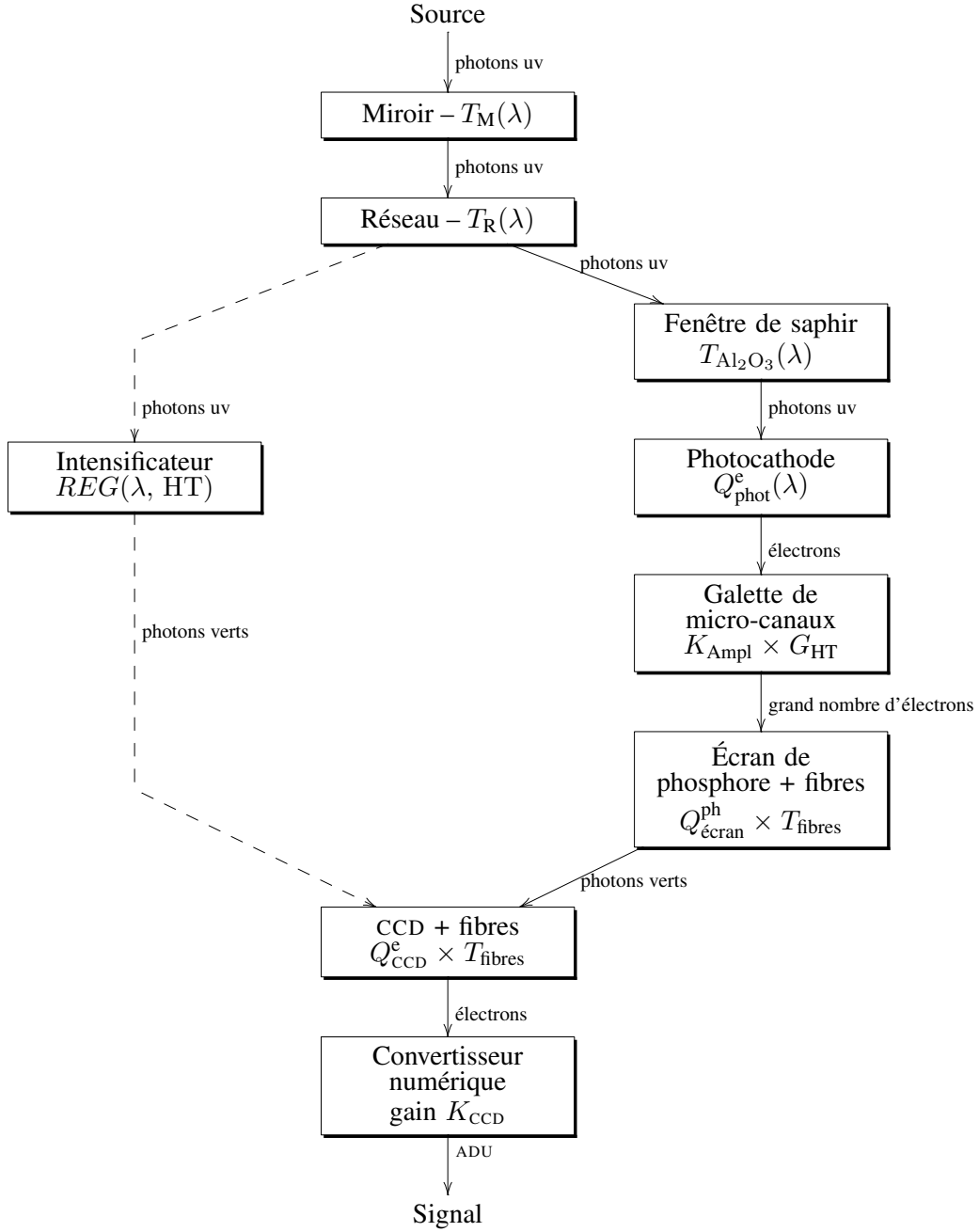


FIG. 4.7 – Chaîne de détection optique UV. Efficacité des sous ensembles.



Les premières manipulations ont permis de mesurer les dimensions du faisceau optique utilisé et son ouverture. Le signal n'est pas circulaire mais plutôt elliptique ; son ouverture est importante et la tache peut atteindre le centimètre sur les détecteurs. Nous l'avons réduite avec un diaphragme circulaire de 7 mm en entrée de cuve pour qu'elle ne dépasse pas la taille des fenêtres des photocathodes.

Nous avons mesuré le rapport de signal des deux photomultiplicateurs en les éclairant l'un et l'autre dans les mêmes conditions au flux de la même source (la lampe à hydrogène). Le rapport de signal  $R$  obtenu est présenté dans le tableau 4.4. Par la suite, nous appelons  $I_\alpha$  le courant mesuré par le photomultiplicateur  $\alpha$  et  $\tilde{I}_\beta$  le courant équivalent supposé que mesurerait le photomultiplicateur  $\beta$ . Ainsi,  $\tilde{I}_{1081} = R \times I_{1259}$  et  $\tilde{I}_{1259} = I_{1081}/R$ .

TAB. 4.4 – Rapport de signal des photomultiplicateurs R1081 à 1800 V et R1259 CHR à 1000 V ( $R = T_{R1081}/T_{R1259 \text{ CHR}}$ ).

$\lambda$	$R(\lambda)$
117.2 nm	$18.24 \times 10^{-3}$
121.6 nm	$18.44 \times 10^{-3}$
125.4 nm	$19.13 \times 10^{-3}$
136.0 nm	$28.38 \times 10^{-3}$
147.3 nm	$32.69 \times 10^{-3}$
157.6 nm	$46.70 \times 10^{-3}$
160.7 nm	$50.93 \times 10^{-3}$
184.9 nm	$154. \times 10^{-3}$
253.7 nm	$212. \times 10^{-3}$

### 3.2) Réflectivité des miroirs UV – $T_M(\lambda)$

La combinaison Al + MgF<sub>2</sub> permet d'obtenir de bon miroirs dans l'UV lointain : un miroir en aluminium revêtu de 25 nm de MgF<sub>2</sub> présente une réflectivité d'environ 85 % à 121,6 nm alors que celle de l'aluminium non revêtu ne dépasse pas 35 % [36].

Le miroir UV de *Spicam-Light* est un miroir parabolique *off-axis* en aluminium revêtu d'un dépôt de MgF<sub>2</sub> de 25 nm d'épaisseur. La société REOSC (groupe SAGEM) avait la charge de sa réalisation et en a fabriqué trois exemplaires. Le traitement de MgF<sub>2</sub> a été redéposé par la société *Jobin Yvon* sur les deux premiers d'entre eux car le traitement de la REOSC n'était pas correct. Il était convenable sur le troisième.

La réflectivité des miroirs a été contrôlée par nos soins dans la cuve à vide du Service d'Aéronomie selon la procédure évoquée :

- le monochromateur à l'ordre zéro, on déplace le PM R1259 CHR grâce au chariot motorisé qu'on expose alimenté sous 1000 V au faisceau de lumière en provenance du monochromateur, et on recherche le centre géométrique du faisceau ;
- on réalise alors un premier balayage en longueur d'onde avec le monochromateur et on enregistre le courant  $\tilde{I}_{1259}^i(\lambda)$  fournit par le PM R1259 CHR ; on en déduit le courant  $\tilde{I}_{1081}^i(\lambda)$  que fournirait le photomultiplicateur R1081 alimenté

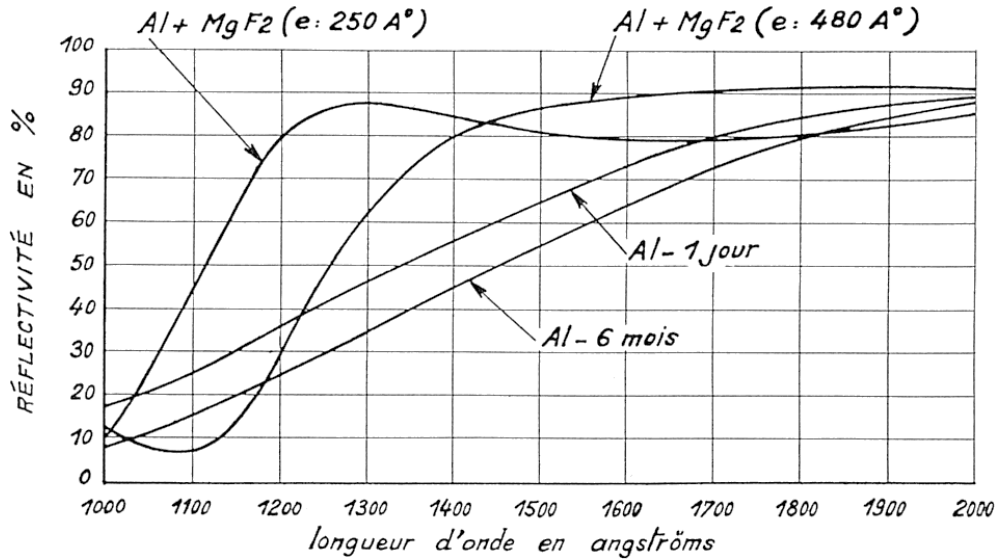


FIG. 4.8 – Réflectivité de l'aluminium avec et sans revêtement protecteur de  $\text{MgF}_2$  (deux épaisseurs différentes) [36].

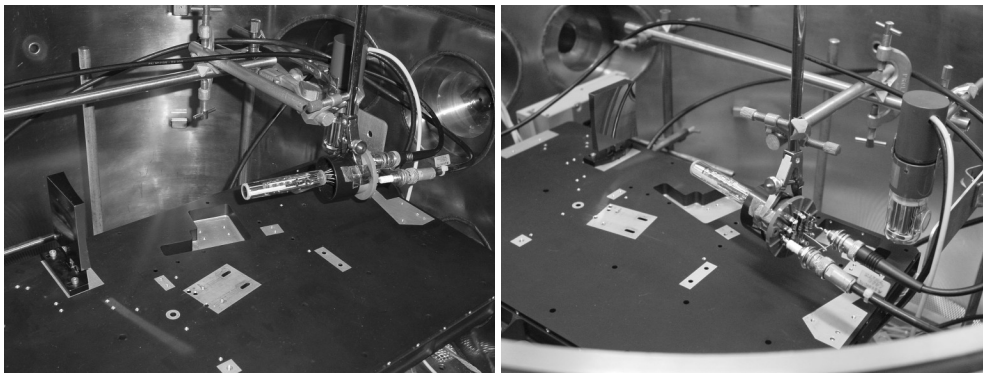


FIG. 4.9 – Mesure de la réflectivité du miroir UV de *Spicam-Light*. On distingue à gauche le miroir monté seul sur la plaque de base de l'instrument, à droite les deux photomultiplicateurs et la plaque métallique supportant le diaphragme de 7 mm. Le faisceau arrive de la droite (documents SA)

sous 1800 V à la même position ; puis on déplace le chariot pour libérer le faisceau ;

- on replace le monochromateur à l'ordre zéro et on recherche le centre du faisceau réfléchi par le miroir avec le PM R1081 alimenté sous 1800 V.
- on réalise un second balayage en longueur d'onde avec le monochromateur et on enregistre le courant  $I_{1081}^r(\lambda)$  que fournit le PM R1081.

La réflectivité du miroir est alors donnée pour chaque longueur d'onde par le rapport

$$T(\lambda) = \frac{I_{1081}^r(\lambda)}{\tilde{I}_{1081}^i(\lambda)} = \frac{I_{1081}^r(\lambda)}{R(\lambda) \times \tilde{I}_{1259}^i(\lambda)} . \quad (4.3)$$

Les résultats sur le miroir MQ sont présentés dans le tableau 4.5(a)<sup>2</sup>. La réflectivité de ce miroir est médiocre. Il semble que le film déposé par évaporation sur sa surface soit mal réalisé. S'agissant du modèle de qualification, le traitement n'a pas été repris.

Le miroir de vol MV<sub>1</sub> présentait une réflectivité meilleure vers 120 nm (55 %), moins bonne vers 160 nm (32 %), dans tous les cas toujours inférieure aux prévisions (tableau 4.5(b)). Le film déposé sur sa surface semblait de nouveau non-conforme et l'équipe *Spicam* demanda pour celui-ci un nouveau traitement à la société d'optique *Jobin Yvon*. Son contrôle au Service d'Aéronomie révéla que la réflectivité du miroir était maintenant très satisfaisantes puisqu'elle atteignait la valeur attendu de 83 % en L<sub>α</sub> (121,6 nm), sans chuter aux longueurs d'ondes supérieures (tableau 4.5(c)). Le même traitement fut alors appliqué au miroir de vol MV<sub>2</sub> (tableau 4.5(d)). Nous pensons cependant que les résultats des tableaux (c) et (d) sont un peu optimistes, comme en témoigne la valeur irréaliste de 100 % à 147,3 nm du tableau (c), qui ne devrait pas dépasser 85 %.

### 3.3) Réflectivité des réseaux – $T_R(\lambda)$

Le réseau du spectromètre *Spicam-Light* UV est un réseau toroïdal holographique en aluminium. La société d'optique *Jobin Yvon* avait la charge de sa réalisation et en a réalisé trois exemplaires, destinés aux modèles de qualification, de vol et de rechange. Nous avons contrôlé leur réflectivité au Service d'Aéronomie selon une procédure similaire aux miroirs UV :

- la cuve ouverte, on place le réseau face au flux incident (matérialisé par un laser dans le visible sortant du monochromateur à l'ordre zéro) dans la même orientation angulaire que celle de *Spicam-Light* ;
- la cuve fermée, le monochromateur à l'ordre zéro, on déplace le PM R1259 CHR grâce au chariot motorisé qu'on expose alimenté sous 1000 V au flux en provenance du monochromateur à travers le diaphragme de 7 mm, et on recherche le centre géométrique du faisceau ;
- on réalise alors un balayage en longueur d'onde grâce au monochromateur et on enregistre le courant  $\tilde{I}_{1259}^i(\lambda)$  fournit par le PM R1259 CHR ; on en déduit le courant  $\tilde{I}_{1081}^i(\lambda)$  que fournirait le photomultiplicateur R1081 alimenté sous 1800 V à la même position ; puis on déplace le chariot pour libérer le faisceau ;

<sup>2</sup>Ces résultats correspondent en réalité aux mesures sur l'échantillon témoin, les mesures sur le miroir lui-même étant erronées.

TAB. 4.5 – Réflectivité du miroir UV. Les colonnes centrales  $I_u(\lambda)$  correspondent aux courants des photomultiplicateurs (voir texte).

(a) – Miroir MQ (miroir maquette) :

$\lambda$	$\tilde{I}_{1259}(\lambda)$ (mA)	$\tilde{I}_{1081}(\lambda)$ (mA)	$I_{1081}(\lambda)$ (mA)	$T(\lambda)$
117.2 nm	$47. \times 10^{-9}$	$0.857 \times 10^{-9}$	$5.88 \times 10^{-12}$	1%
121.6 nm	$149 \times 10^{-9}$	$2.73 \times 10^{-9}$	$0.257 \times 10^{-9}$	9%
125.4 nm	$47. \times 10^{-9}$	$0.899 \times 10^{-9}$	$0.257 \times 10^{-9}$	29%
136.0 nm	$18. \times 10^{-9}$	$0.511 \times 10^{-9}$	$0.259 \times 10^{-9}$	51%
147.3 nm	$16. \times 10^{-9}$	$0.523 \times 10^{-9}$	$0.324 \times 10^{-9}$	62%
157.6 nm	$39. \times 10^{-9}$	$1.82 \times 10^{-9}$	(saturation)	(> 55%)
160.7 nm	$34. \times 10^{-9}$	$1.73 \times 10^{-9}$	$0.664 \times 10^{-9}$	38%

(b) – Miroir MV<sub>1</sub> avec traitement d'origine par la société REOSC :

$\lambda$	$\tilde{I}_{1259}(\lambda)$ (mA)	$\tilde{I}_{1081}(\lambda)$ (mA)	$I_{1081}(\lambda)$ (mA)	$T(\lambda)$
117.2 nm	$42.9 \times 10^{-9}$	$0.782 \times 10^{-9}$	$0.184 \times 10^{-9}$	24%
121.6 nm	$0.137 \times 10^{-9}$	$2.53 \times 10^{-9}$	$1.06 \times 10^{-9}$	42%
125.4 nm	$44.1 \times 10^{-9}$	$0.843 \times 10^{-9}$	$0.476 \times 10^{-9}$	56%
136.0 nm	$19.0 \times 10^{-9}$	$0.539 \times 10^{-9}$	$0.240 \times 10^{-9}$	45%
147.3 nm	$19.0 \times 10^{-9}$	$0.621 \times 10^{-9}$	$0.212 \times 10^{-9}$	34%
157.6 nm	$42.9 \times 10^{-9}$	$2.00 \times 10^{-9}$	$0.645 \times 10^{-9}$	32%
160.7 nm	$35.7 \times 10^{-9}$	$1.82 \times 10^{-9}$	$0.645 \times 10^{-9}$	35%

(c) – Miroir MV<sub>1</sub> après traitement par la société Jobin Yvon :

$\lambda$	$\tilde{I}_{1259}(\lambda)$ (mA)	$\tilde{I}_{1081}(\lambda)$ (mA)	$I_{1081}(\lambda)$ (mA)	$T(\lambda)$
117.2 nm	$40.8 \times 10^{-9}$	$0.735 \times 10^{-9}$	$0.482 \times 10^{-9}$	66%
121.6 nm	$127 \times 10^{-9}$	$2.29 \times 10^{-9}$	$1.89 \times 10^{-9}$	83%
125.4 nm	$42.0 \times 10^{-9}$	$0.798 \times 10^{-9}$	$0.780 \times 10^{-9}$	98%
136.0 nm	$17.5 \times 10^{-9}$	$0.490 \times 10^{-9}$	$0.482 \times 10^{-9}$	98%
147.3 nm	$18.6 \times 10^{-9}$	$0.616 \times 10^{-9}$	$0.619 \times 10^{-9}$	100%
157.6 nm	$40.8 \times 10^{-9}$	$1.92 \times 10^{-9}$	$1.85 \times 10^{-9}$	96%
160.7 nm	$35.0 \times 10^{-9}$	$1.78 \times 10^{-9}$	$1.76 \times 10^{-9}$	99%

(d) – Miroir MV<sub>2</sub> après traitement par la société Jobin Yvon :

$\lambda$	$\tilde{I}_{1259}(\lambda)$ (mA)	$\tilde{I}_{1081}(\lambda)$ (mA)	$I_{1081}(\lambda)$ (mA)	$T(\lambda)$
117.2 nm	$40.3 \times 10^{-9}$	$0.734 \times 10^{-9}$	$0.439 \times 10^{-9}$	60%
121.6 nm	$127 \times 10^{-9}$	$2.33 \times 10^{-9}$	$1.84 \times 10^{-9}$	79%
125.4 nm	$41.5 \times 10^{-9}$	$0.792 \times 10^{-9}$	$0.740 \times 10^{-9}$	93%
136.0 nm	$17.8 \times 10^{-9}$	$0.503 \times 10^{-9}$	$0.475 \times 10^{-9}$	94%
147.3 nm	$18.4 \times 10^{-9}$	$0.599 \times 10^{-9}$	$0.570 \times 10^{-9}$	95%
157.6 nm	$41.5 \times 10^{-9}$	$1.94 \times 10^{-9}$	$1.62 \times 10^{-9}$	84%
160.7 nm	$35.6 \times 10^{-9}$	$1.81 \times 10^{-9}$	$1.51 \times 10^{-9}$	83%

- on sélectionne une longueur d'onde particulière grâce au monochromateur et on recherche les images correspondants aux différents ordres dans le plan focal du réseau avec le PM R1081 alimenté sous 1800 V ; on enregistre le courant  $I_{1081}^r(\lambda)$  que fournit le PM R1081 au centre de l'image de l'ordre +1 (celui qu'exploite *Spicam-Light*).

La réflectivité du réseau est alors donnée pour chaque longueur d'onde, comme pour le miroir UV, par le rapport

$$T(\lambda) = \frac{I_{1081}^r(\lambda)}{\tilde{I}_{1081}^i(\lambda)} . \quad (4.4)$$

Les résultats sur le miroir de vol  $MV_1$  sont présentés dans le tableau 4.6(a). Pour ce modèle, le flux réfléchi n'était pas mesuré par le PM R1081 mais par un troisième de même conception que le PM R1259 CHR, désigné PM R1259 GGS et alimenté sous 1000 V. La procédure reste néanmoins identique. La réflectivité mesurée est très bonne et supérieure aux prévisions ; elle est en fait surestimée par ce photomultiplicateur. La réflectivité mesurée sur les ordres +1 et -1 qui devrait être voisine présente une différence relative d'environ 20 % et témoigne d'ailleurs d'une erreur de mesure. L'origine du problème semble être la grille du photomultiplicateur qui sert de photocathode opaque : la tache image au foyer du réseau est extrêmement petite et passe soit intégralement *entre* deux mailles, soit *sur* une mailles de la grille qu'elle recouvre presque entièrement. L'étalonnage de ce PM avec le PM R1259 CHR utilisait un faisceau plus diffus. Ce problème constitue la raison pour laquelle nous l'avons abandonné au profit du PM R1081 équipé d'une photocathode semi-transparente moins sensible mais homogène. Par la suite, nous n'avons pas réalisé d'autre mesure de la réflectivité du réseau  $MV_1$  seul mais mesuré l'efficacité du couple miroir UV  $MV_1$  retraité + réseau  $MV_1$ . Ce résultat est présenté dans le tableau 4.6(b). De cette mesure, on peut extraire la réflectivité du réseau seul puisque la réflectivité du miroir  $MV_1$  retraité seul est connue (tableau 4.6(c)). Cette estimation plus vraisemblable est présentée dans le tableau 4.6(d). Notons que le spectromètre *Spicam-Light* UV utilise l'ordre réseau  $k = +1$ .

La réflectivité du deuxième réseau de vol  $MV_2$  est présentée dans le tableau 4.6(d). Le flux réfléchi est mesuré par le PM R1081 alimenté sous 1800 V. La mesure sur ce modèle est inférieure à celle du réseau  $MV_1$  mais néanmoins conforme aux spécifications.

### 3.4) Transmission des fenêtres optiques – $T_{MgF_2}(\lambda) - T_{Al_2O_3}(\lambda) - T_{fibres}$

Les matériaux courants en optique tels que le verre et le quartz ne peuvent pas être utilisés en UV lointain parce qu'ils deviennent opaques. Ils doivent être remplacés par des cristaux plus transparents tels que le fluorure de calcium  $CaF_2$ , le fluorure de magnésium  $MgF_2$  ou le fluorure de lithium  $LiF$ . Le fluorure de magnésium est transparent au dessus de 110 nm et sa transmission est d'environ 50 % à 121,6 nm. La fenêtre d'entrée de l'intensificateur est faite de ce dernier. Sa transmission  $T_{MgF_2}(\lambda)$  est présentée sur la figure 4.10.

Pour éviter la superposition du second ordre spectral (de la bande 118–160 nm) sur le premier ordre (de la bande 236–320 nm) à l'entrée du détecteur, cette fenêtre est complétée d'une fine lame de saphir  $Al_2O_3$  monocristallin. La transmission de cet oxyde d'aluminium marque une coupure franche à 160 nm, comme le montre la

TAB. 4.6 – Réflectivité du réseau UV.

(a) – Réseau MV<sub>1</sub> (mesure surestimée, voir texte) :

$\lambda$	$k = -1$	$k = 0$	$k = +1$
121.6 nm	36%	8%	44%
160.7 nm	32%	10%	43%

(b) – Couple miroir UV MV<sub>1</sub> retraits + réseau MV<sub>1</sub> (mesure) :

$\lambda$	$k = -1$	$k = 0$	$k = +1$
121.6 nm	18,1%	0,6%	18,3%
136.0 nm	20,3%	0,4%	19,6%
160.7 nm	21,3%	4,2%	20,4%

(c) – Réseau MV<sub>1</sub> (estimation) :

$\lambda$	$k = -1$	$k = 0$	$k = +1$
121.6 nm	22%	0,7%	22%
136.0 nm	21%	0,4%	20%
160.7 nm	21%	4,2%	21%

(d) – Réseau MV<sub>2</sub> (mesure) :

$\lambda$	$k = -2$	$k = -1$	$k = 0$	$k = +1$	$k = +2$
121.6 nm	2%	20%	0,5%	20%	2%
160.7 nm	2%	24%	6%	23%	2%

(e) – Couple miroir UV MV<sub>2</sub> + réseau MV<sub>2</sub> (mesures combinées) :

$\lambda$	$k = -2$	$k = -1$	$k = 0$	$k = +1$	$k = +2$
121.6 nm	1.6%	16%	0,4%	16%	1.6%
160.7 nm	1.7%	20%	5%	19%	1.7%

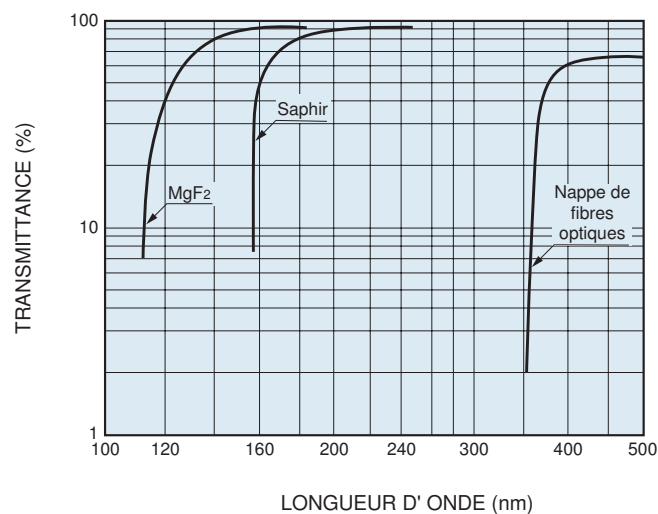
FIG. 4.10 – Transmission optique du fluorure de magnésium MgF<sub>2</sub>, du saphir, et du verre utilisé pour l'optique du détecteur (d'après document HAMAMATSU).

figure 4.10. La fenêtre ne couvre bien sûr que la surface du spectre correspondant aux longueurs d'ondes supérieures à 160 nm pour ne pas perdre l'information de la bande 118–160 nm du premier ordre. Son collage, très délicat, sur la fenêtre d'entrée en  $\text{MgF}_2$  du détecteur a été réalisé au Service d'Aéronomie par Gilbert Souchon, Michel Leclère et Christian Bernard.

La figure 4.10 montre aussi la transmission  $T_{\text{fibre}}(\lambda)$  de la nappe de fibres optiques placée en sortie de l'intensificateur. D'après son constructeur, celle-ci est proche de 65% à 545 nm, la longueur d'onde des photons verts qui ressortent de l'intensificateur.

### 3.5) Efficacité quantique de la photocathode – $Q_{\text{phot}}^e(\lambda)$

Le bloc de détection transforme les photons en électrons à deux reprises. Il ne constitue donc pas un véritable système optique mais nous pouvons encore le considérer comme tel.

La photocathode de l'intensificateur effectue la première transformation et convertit les photons UV en électrons. L'efficacité de cette conversion – on parle de photo-événements – dépend de la longueur d'onde des photons. L'efficacité quantique  $Q_{\text{phot}}^e$  se définit par le rapport entre le nombre de photoévénements et le nombre de photons incidents. Elle est le produit de la transmission de la fenêtre de  $\text{MgF}_2$  du détecteur et du rendement quantique du matériau de CsTe de la photocathode, déposée en une fine couche semi-transparente. Les deux facteurs sont associés car non mesurable séparément sur l'intensificateur. La figure 4.11 présente le profil de sensibilité de la photocathode de *Spicam-Light*. À 253,7 nm, l'efficacité quantique atteint, d'après le constructeur, 11% pour le senseur UV MQ, 13% pour le senseur UV MV<sub>1</sub>, et 13,7% pour le senseur UV MV<sub>2</sub>.

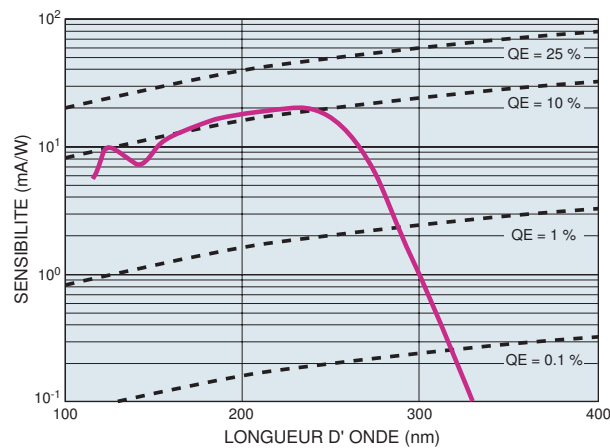


FIG. 4.11 – Sensibilité et efficacité quantique de la photocathode de l'intensificateur d'image V52550-07MOD (d'après document HAMAMATSU).

### 3.6) Gain relatif de l'intensificateur UV – $G_{\text{HT}}$

Le gain global de l'intensificateur UV peut être ajusté par l'intermédiaire de la haute tension  $V_{\text{MCP}_{\text{out}}}$  appliquée à la galette de micro-canaux (MCP). Cette tension

peut varier de 500 à 900 V par une commande codée de 0 à 255, à raison de 1,57 volts par pas de codage. C'est le seul paramètre ajustable dans l'intensificateur, et il commande donc le gain de toute la chaîne. Le gain relatif  $G_{HT}$  de l'intensificateur correspond au facteur d'amplification entre un niveau de tension  $V_{MCP_{out}}$  donné et son niveau le plus faible ( $V_{MCP_{out}}=500$  V). Il est ainsi toujours supérieur à 1.

Nous définissons parallèlement le gain  $G$  de la galette de micro-canaux comme le rapport du nombre d'électrons sortants de la galette au nombre d'électrons entrants. Ce gain est une fonction de la tension  $V_{MCP}=V_{MCP_{out}}-V_{MCP_{out}}$  appliquée sur la galette, et nous le noterons  $G(V_{MCP})$ .

Comme le nombre de photons créés par l'écran de phosphore est proportionnel au gain  $G(V_{MCP})$  de la galette, toute façon de mesurer expérimentalement le gain relatif  $G_{HT}$  de l'intensificateur, par exemple en mesurant le signal lumineux du phosphore en fonction de la tension  $V_{MCP_{out}}$  avec un signal d'entrée constant, sera telle que

$$G_{HT} = \frac{G(V_{MCP})}{G(V_{MCP}=500 \text{ V})} \quad (4.5)$$

Nous notons dans la suite  $K_{ampl}$  le gain de la galette à 500 V, en remarquant que cette valeur de 500 V est spécifique à *Spicam-Light* et n'a rien de particulièrement magique. Elle est simplement la valeur minimale de la tension applicable sur la galette, avec la valeur de commande numérique HT=0<sup>3</sup>.

Selon Eberhardt [15], le nombre  $G$  d'électrons sortant d'une galette de micro-canaux pour chaque électron entré s'exprime par une fonction puissance exponentielle de la forme

$$\ln G = a \ln V, \quad (4.6)$$

où  $V$  est la tension d'accélération appliquée à la galette et  $a$  le coefficient d'amplification, intrinsèque au détecteur. Pour *Spicam-Light*, avec la tension  $V_{MCP}$  minimale de 500 V choisie comme référence, que nous noterons  $V_0$ , cette équation s'exprime

$$\ln K_{ampl} = a \ln V_0. \quad (4.7)$$

Le gain relatif  $G_{HT}$  du détecteur correspond au rapport  $G/K_{ampl}$  et s'exprime donc

$$\ln G_{HT} = \ln G - \ln K_{ampl} \quad (4.8)$$

$$= a \ln V_{MCP} - a \ln V_0 \quad (4.9)$$

$$= a \ln \frac{V_{MCP}}{V_0}. \quad (4.10)$$

Pour *Spicam-Light*, la tension  $V_{MCP}$ , en volt, s'exprime par la relation

$$V_{MCP} = 500 + 1,57 \times HT, \quad (4.11)$$

où HT est la valeur de commande de la haute tension (de 0 à 255). Le gain relatif  $G_{HT}$  de l'intensificateur s'exprime donc par la relation

$$G_{HT} = e^{a \times \ln \frac{500+1,57 \times HT}{500}}, \quad (4.12)$$

<sup>3</sup>En réalité, la tension minimale de  $V_{MCP}$  est obtenue pour HT=1 et vaut 501,57 V, car par convention, la valeur de commande HT=0 l'impose à 0 V.



soit encore

$$G_{HT} = \left( \frac{500 + 1,57 \times HT}{500} \right)^a. \quad (4.13)$$

Le coefficient  $a$  peut être mesuré à partir d'une expérience simple. Le détecteur face à une source de lumière stable, on enregistre le signal pour différentes valeurs de tension appliquée à la galette de micro-canaux, que l'on impose par l'intermédiaire de la commande HT. Parmi toutes les valeurs de signal obtenues aux différentes valeur de HT, on normalise la valeur obtenue pour HT=0 à 1 et on rapporte les autres à cette valeur de référence. Le coefficient  $a$  est alors obtenu comme la pente de la droite  $\ln G_{HT} = f(\ln V_{MCP})$ , qui peut être calculée au sens des moindres carrés. Nous avons ainsi mesuré la réponse des trois détecteurs D50, D52 et D51 montés respectivement sur les modèles MQ, MV<sub>1</sub> et MV<sub>2</sub>. Le tableau suivant présente les valeurs du coefficient  $a$  obtenues :

Détecteur	$a$
MQ (D50)	7,2287
MV <sub>1</sub> (D52)	6,1822
MV <sub>2</sub> (D51)	8,6565

La figure 4.12 présente les courbes de gain relatif  $G_{HT}$  mesurées sur ces trois détecteurs. La dynamique fournie par la haute tension variable atteint un facteur 40 pour le MV<sub>1</sub>, 150 pour le modèle MV<sub>2</sub>. Cette dynamique vient s'ajouter à celle du CCD : un facteur 200 sur le temps de pose (de 20 ms à 4 s) et environ 1000 à 2000 sur la charge lue. Le CCD intensifié a ainsi une dynamique fantastique de l'ordre de  $8 \times 10^7$  à  $4 \times 10^8$ .

### 3.7) Amplification de base – Écran de phosphore – $K_{\text{Ampl}} \times Q_{\text{écran}}^{\text{ph}}$

Les deux derniers coefficients de l'intensificateur, le rapport d'amplification  $K_{\text{Ampl}}$  et l'efficacité quantique de l'écran de phosphore à 545 nm  $Q_{\text{écran}}^{\text{ph}}$ , peuvent être déduits *a priori* d'une donnée constructeur : le rapport entre la puissance radiative par unité de surface qui entre dans l'intensificateur et la puissance radiative par unité de surface qui en ressort par la face opposée et appelée *Radiant Emittance Gain*, ou REG. Cette grandeur permet de déterminer le gain photonique  $GP$  de l'intensificateur, rapport entre le nombre de photons verts qui sortent par la nappe de fibres optiques et le nombre de photons ultraviolets qui entre par la fenêtre de MgF<sub>2</sub>. Le gain photonique dépend de la longueur d'onde des photons incidents et s'exprime

$$GP = \frac{\text{nombre de photons qui sortent}}{\text{nombre de photons qui entrent}} \quad (4.14)$$

Or REG et  $GP$  sont liés par la relation

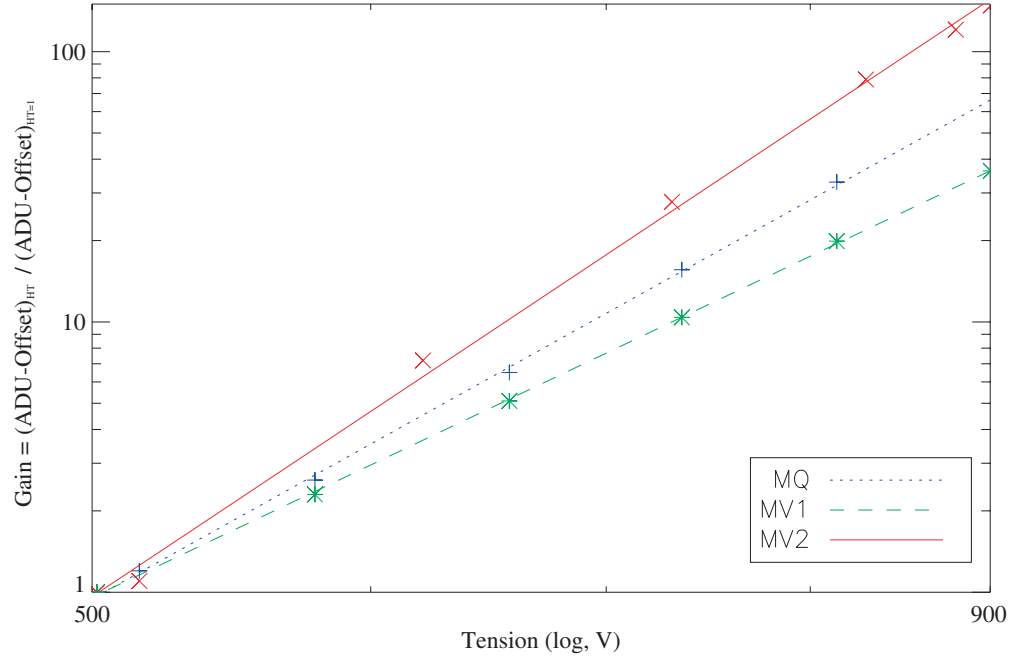
$$\text{REG} = GP \frac{h\nu_{out}}{h\nu_{in}}, \quad (4.15)$$

donc

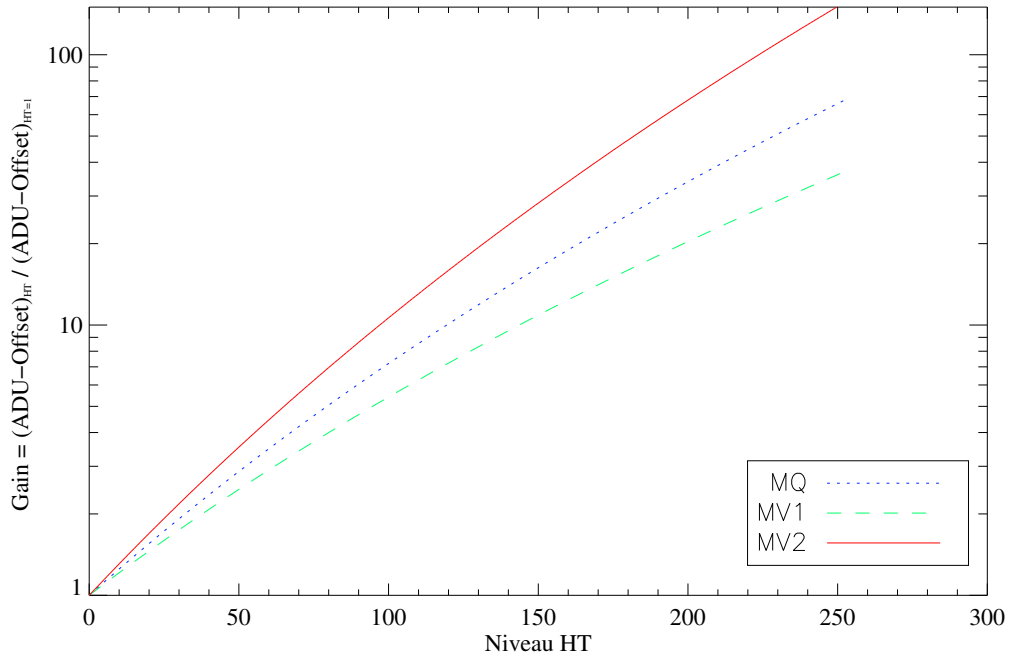
$$GP = \text{REG}(\lambda_{in}, HT) \times \frac{h\nu_{in}}{h\nu_{out}} \quad (4.16)$$

$$= \text{REG}(\lambda_{in}, HT) \times \frac{\lambda_{out}}{\lambda_{in}} \quad \text{d'une part, et d'autre part,} \quad (4.17)$$

$$GP = T_{\text{Al}_2\text{O}_3}(\lambda) \times Q_{\text{phot}}^e(\lambda) \times K_{\text{Ampl}} \times G_{HT} \times Q_{\text{écran}}^{\text{ph}} \times T_{\text{fibres}}. \quad (4.18)$$



(a)



(b)

FIG. 4.12 – Gain relatif  $G_{\text{HT}}$  des intensificateurs UV, en fonction (a) de la haute tension, (b) du niveau HT de la commande.

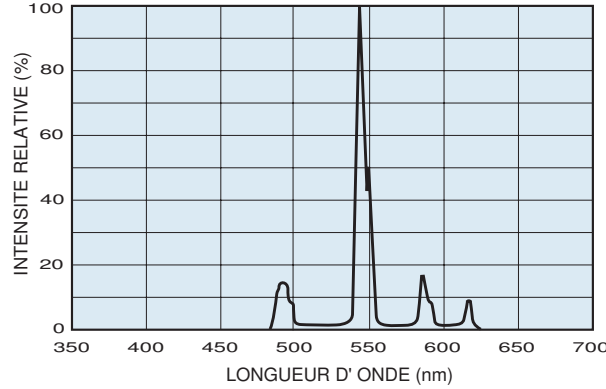


FIG. 4.13 – Courbe d'émission de l'écran de phosphore. Le maximum se trouve à 545 nm (d'après document HAMAMATSU).

On en déduit donc directement que

$$K_{\text{Ampl}} \times Q_{\text{écran}}^{\text{ph}} = \frac{REG(\lambda_{in}, HT) \times \frac{\lambda_{out}}{\lambda_{in}}}{T_{\text{Al}_2\text{O}_3}(\lambda_{in}) \times Q_{\text{phot}}^e(\lambda_{in}) \times G_{\text{HT}} \times T_{\text{fibres}}} . \quad (4.19)$$

Le constructeur indique pour l'intensificateur DC0015 qui se trouve dans le détecteur D52 monté sur le senseur MV<sub>1</sub>, un gain REG de 64 (W/m<sup>2</sup>)/(W/m<sup>2</sup>) à 230 nm sous une tension d'amplification V<sub>MCP<sub>out</sub></sub> de 600 V. À cette tension, le gain relatif G<sub>HT</sub> de ce détecteur vaut 2,95. Les photons verts qui sortent sont émis par l'écran de phosphore, de matériau P-43 qui émet des photons verts essentiellement à 545 nm (fig. 4.13). L'application numérique du produit précédent vaut donc (ici la mesure ne fait pas intervenir la lame de saphir, aussi T<sub>Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub></sub> vaut 1)

$$K_{\text{Ampl}} \times Q_{\text{écran}}^{\text{ph}} = \frac{64 \times \frac{545}{230}}{1 \times 0,13 \times 2,95 \times 0,65} \quad (4.20)$$

$$(4.21)$$

soit 608,37 photons par photo-événement, qui se répartissent sur le CCD sur quelques pixels (environ 6).

### 3.8) Rendement quantique du CCD– $Q_{\text{CCD}}^e$

La matrice CCD est une matrice Thomson TH7863. Elle reçoit les photons verts émis par l'écran de phosphore par l'intermédiaire de deux pavés de fibres optiques accolées. On supposera que le pavé posée sur la matrice CCD possède les mêmes caractéristiques de transmission T<sub>fibres</sub> que celui de l'intensificateur. La perte de flux qui a lieu au niveau de la transition de l'un à l'autre sera estimée un peu plus tard.

Le rendement quantique de la matrice CCD vaut, d'après son constructeur, 35% à 545 nm, la seule longueur d'onde qui l'éclaire.

### 3.9) Gain de la chaîne de lecture CCD– $K_{\text{CCD}}$

La caractéristique de la chaîne de lecture du CCD importante ici est son gain K<sub>CCD</sub>. Il correspond au nombre d'électrons nécessaires pour créer un pas de digitalisation,

appelé ADU (pour *analogic-to-digital unit*). Il englobe la sensibilité de l'étage de sortie du CCD (en V/e-), le gain de la chaîne analogique (en V/V) et la fonction de transfert du convertisseur analogique-numérique (en ADU/V). La mesure du gain  $K_{\text{CCD}}$  peut se faire très simplement par la méthode dite de *transfert de photons* proposée par Janesick et al. [21] : par définition, celui-ci répond à l'équation

$$S_{\text{ADU}} = K_{\text{CCD}}^{-1} \times S_e, \quad (4.22)$$

où  $S_e$  est le nombre d'électrons piégés dans un pixel et  $S_{\text{ADU}}$  le signal en ADU lu dans le pixel (offset soustrait). Comme les électrons piégés dans les pixels proviennent de l'absorption de photons, le bruit d'électrons dans les pixels est de même nature que le bruit de photon qui éclaire la matrice. Lorsque celui-ci est poissonnien, le bruit d'électrons est également poissonnien et s'exprime par la relation

$$\sigma_e = \sqrt{S_e} \quad (4.23)$$

pour  $S_e \gtrsim 10$ . En négligeant tout autre source de bruit, en particulier le bruit de lecture introduit par l'électronique, la variance du signal en ADU dans les pixels s'exprime

$$\sigma_{\text{ADU}}^2 = K_{\text{CCD}}^{-2} \times \sigma_e^2, \quad (4.24)$$

et d'après la relation précédente,

$$\sigma_{\text{ADU}}^2 = K_{\text{CCD}}^{-2} \times S_e \quad (4.25)$$

$$= K_{\text{CCD}}^{-1} \times S_{\text{ADU}}. \quad (4.26)$$

D'où

$$K_{\text{CCD}} = \frac{S_{\text{ADU}}}{\sigma_{\text{ADU}}^2}. \quad (4.27)$$

Le gain de la chaîne de lecture peut donc être déduit de la statistique de simples grandeurs lues directement dans les pixels, la valeur moyenne du signal et sa variance. On peut dès lors procéder de deux façons. La première consiste à acquérir un grand nombre d'images par le flux d'une source de lumière stable. La moyenne  $S_{\text{ADU}}$  et la variance  $\sigma_{\text{ADU}}^2$  du signal relevé dans chaque pixel<sup>4</sup> permettront d'obtenir le gain  $K_{\text{CCD}}$ . L'autre méthode consiste à acquérir deux images identiques non uniformément éclairées, donc contenant un grand nombre d'ADU différents. La pente de la droite  $\sigma_{\text{ADU}}^2(S_{\text{ADU}})$  vaut alors l'inverse du gain  $K_{\text{CCD}}$ . On montre également que dans ce second cas, sa valeur à l'origine correspond au bruit de lecture  $\sigma_L$  introduit par l'électronique de proximité.

L'étude de la caméra et de la matrice CCD TH7865 a été réalisée par F. David, F. Wicek et J.-P. Dubois au Service d'Aéronomie pour la préparation de la mission *Spicam Étoile* sur *Mars-96* [11][48][14]. Son architecture est identique pour *Spicam-Light*. Le gain  $K_{\text{CCD}}$  vaut 125 électrons par ADU.

<sup>4</sup>En réalité la mesure dans un seul pixel suffit ici, ou une petite zone uniformément éclairée.

#### 4) Gain absolu du détecteur UV – $K_{\text{dét}}$

Le rapport d'amplification  $K_{\text{Ampl}}$ , l'efficacité quantique  $Q_{\text{écran}}^{\text{ph}}$  de l'écran de phosphore à 545 nm, la perte de photons au niveau des fibres optiques  $T_{\text{fibres}}$ , l'efficacité quantique du CCD  $Q_{\text{CCD}}^{\text{e}}$  à 545 nm et le gain de la chaîne CCD  $K_{\text{CCD}}$  sont des grandeurs constantes et propres au détecteur. On définit le « gain absolu »  $K_{\text{dét}}$  du détecteur par leur produit. Le gain absolu est une grandeur pratique qui englobe toutes les caractéristiques invariables du détecteur UV. Il correspond au signal qui se forme dans les pixels du CCD, en ADU, lorsque la photocathode de l'intensificateur à l'entrée du détecteur libère un électron par l'absorption d'un photon, au gain d'amplification le plus faible (HT=0). Reposant ainsi sur le phénomène de photoévénement, le gain absolu ne dépend pas de la longueur d'onde. On l'exprime en ADU/phe, ou ADU par photoévénement<sup>5</sup>. Combinée au rendement quantique de la photocathode<sup>6</sup>, cette grandeur permet de déterminer rapidement le flux de photons UV qui entre dans le détecteur, à partir du signal utile exprimé en ADU contenu dans le CCD.

Le gain absolu du détecteur s'exprime donc simplement par l'expression

$$K_{\text{dét}} = K_{\text{Ampl}} \times Q_{\text{écran}}^{\text{ph}} \times T_{\text{fibres}}^2 \times T_{\text{ff}} \times Q_{\text{CCD}}^{\text{e}} \times K_{\text{CCD}}^{-1}. \quad (4.28)$$

Il faut noter qu'un nouveau facteur fait ici son apparition : le terme  $T_{\text{ff}}$ . Le terme  $T_{\text{ff}}$  représente la perte de photons au niveau de l'interface entre les deux pavés de fibres optiques. Sa valeur dépend du positionnement des fibres en regard, mais les mesures qui suivent en fourniront une estimation. Ce terme mis à part, le gain absolu du CCD vaut donc *a priori*

$$K_{\text{dét}} = 608,37 \times 0,65^2 \times T_{\text{ff}} \times 0,35 \times 125^{-1}, \quad (4.29)$$

soit  $(0,72 \times T_{\text{ff}})$  ADU par photoévénements sous HT=0 ( $V_{\text{MCP}}=500$  V).

Pour un niveau de haute tension supérieur, il faut tenir compte de l'amplification relative supplémentaire du signal et multiplier le gain absolu  $K_{\text{dét}}$  du détecteur à la tension de référence de 500 V par le gain relatif  $G_{\text{HT}}$ .

Dans l'expérience *Spicam-Light*, les mesures en UV se font au rythme de une par seconde. Le rapport signal sur bruit S/N est dominé par le bruit de photons, ou plutôt par le bruit des photoévénements, les photo-électrons créés au niveau de la photocathode. La télémessure, en revanche, ne transmet que les ADU du CCD. Le nombre d'ADU créés par un photo-événement, autrement dit le gain absolu du détecteur, est donc un paramètre crucial de l'expérience pour comprendre la statistique de l'expérience, examiner le rapport signal sur bruit de chaque mesure, et affecter à chaque mesure une barre d'erreur individuelle. Il est donc très important de connaître le gain absolu  $K_{\text{dét}}$  du détecteur, parce qu'il sert au calcul des barres d'erreur de chaque mesure. C'est pour cela que nous avons tenté, avec succès, de déterminer sa valeur par plusieurs méthodes totalement indépendantes. Cette grandeur peut être en effet mesurée une fois le détecteur UV assemblé. Pour le détecteur D52 du senseur MV<sub>1</sub>, l'expérience a mesuré la valeur de 0,55 ADU/phe. Pour le détecteur D51 du senseur UV MV<sub>2</sub>, deux autres méthodes ont fourni 0,58 ADU/phe puis 0,65 ADU/phe. Les trois paragraphes 4.1, 4.2 et 4.3 suivants présentent le détail de ces travaux.

<sup>5</sup>Par signal exprimé en ADU, il faut bien sûr comprendre corrigé de l'offset et du courant d'obscurité propre au CCD.

<sup>6</sup>Le rendement quantique de la photocathode dépend de la longueur d'onde.

#### 4.1) Étalonnage du détecteur D52 ( $MV_1$ , celui qui vole dans *Mars-Express*)

L'expérience simple présentée ici consiste à comparer le signal lu en ADU dans le CCD au nombre de photons qui entrent dans le détecteur.

**Protocole expérimental.** La source considérée est une lampe Pen-Ray Hg(Ar) qui émet la raie UV intense du mercure à 253,7 nm, équipée d'un diffuseur et d'un filtre à 253,7 nm. Le flux fourni est mesuré à l'aide d'une diode étalonnée (ref. 417) et d'un électromètre. La diode est peu sensible et beaucoup de photons sont nécessaires. Le détecteur intensifié D52 du  $MV_1$  (intensificateur HAMAMATSU DB0015, CCD n° 74) est au contraire très sensible. On prépare donc un filtre de densité 2 et un diaphragme calibré de 2 mm de diamètre. La densité du filtre est mesurée soigneusement avec la diode étalonnée, puis le filtre et le diaphragme sont placés entre la source et le détecteur D52. On totalise alors le nombre d'ADU formés dans ses pixels éclairés. Le nombre de photoévénements est calculé à partir du flux de photons, mesuré par la diode étalonnée, et du rendement quantique de la photocathode fourni par le constructeur, qui inclue la transmission de la fenêtre.

**Flux fourni par la source.** La diode étalonnée est placée face à la source, à 32 cm du diffuseur. La dimension  $S^{diode}$  de sa surface sensible est connue. Le courant d'obscurité est négligeable ( $I_{obs} = 0,22$  nA) et le courant de la diode éclairée vaut  $I_{lum} = 432$  nA. Sa sensibilité à 253,7 nm vaut 0,1267 A/W. La diode reçoit donc la puissance radiative  $P_{diode}$  de  $3,408 \times 10^{-6}$  W. Le nombre de photons reçus par sa surface collectrice se calcule alors simplement : comme l'énergie d'un photon à 253,7 nm vaut

$$E_{ph} = h \frac{c}{\lambda} = 6,626 \times 10^{-34} \frac{2,997 \times 10^8}{2,537 \times 10^{-7}} = 7,828 \times 10^{-19} J, \quad (4.30)$$

le nombre de photons reçus chaque seconde par la diode vaut

$$N_{ph} = \frac{P_{diode}}{E_{ph}} = \frac{3,408 \times 10^{-6}}{7,828 \times 10^{-19}} \quad (4.31)$$

soit  $4,354 \times 10^{12}$  photons par seconde.

**Mesure de la densité exacte du filtre neutre de densité 2.** La diode est placée face à la source à 20 cm du diffuseur.

- Le courant d'obscurité de la diode, mesuré la lampe éteinte, un cache sur le détecteur, vaut  $I_{diode}^{obs} = 3$  pA ;
- le courant de la diode exposée à lumière ambiante, sans le filtre de densité, vaut  $I_{diode}^{amb.} = 457$  pA ;
- le courant de la diode exposée à la lumière de la source (et de la lumière ambiante), sans le filtre de densité, vaut  $I_{diode}^{source} = 868$  nA ;
- le courant de la diode exposée à la lumière de la source à travers le filtre de densité vaut  $I_{diode}^{filtre} = 9,6$  nA.

Le courant de la diode exposée à la lumière ambiante à travers le filtre de densité n'a pas été relevé. On peut toutefois considérer cette lumière comme une partie du signal

utile. L'atténuation du filtre s'exprime dans ce cas

$$A = \frac{I_{\text{diode}}^{\text{source}} - I_{\text{diode}}^{\text{obsc.}}}{I_{\text{diode}}^{\text{filtre}} - I_{\text{diode}}^{\text{obsc.}}} \quad (4.32)$$

$$= \frac{868 - 0,003}{9,6 - 0,003} = 90,445. \quad (4.33)$$

Nous pouvons aussi supposer que le filtre de densité 2 transmet 1/100<sup>e</sup> de la lumière ambiante. L'atténuation du filtre s'exprime dans ce cas

$$A = \frac{I_{\text{diode}}^{\text{source}} - I_{\text{diode}}^{\text{amb.}} - I_{\text{diode}}^{\text{obsc.}}}{I_{\text{diode}}^{\text{filtre}} - \frac{I_{\text{diode}}^{\text{amb.}}}{100} - I_{\text{diode}}^{\text{obsc.}}} \quad (4.34)$$

$$= \frac{868 - 0,457 - 0,003}{9,6 - \frac{0,457}{100} - 0,003} = 90,440. \quad (4.35)$$

Nous admettons donc qu'à 253,7 nm, le filtre atténue le flux de la source d'un facteur 90,44 (ce qui correspond à une densité 1,95636).

**Photoévénements créés par la photocathode.** Le détecteur D52 de *Spicam* est placé face à la source, à la même distance du diffuseur que la diode lors de la mesure du flux de la source. Le détecteur étant beaucoup plus sensible que la diode, on introduit entre eux le diaphragme de 2 mm de diamètre et le filtre de densité 2 (1,95636 plus exactement). Le temps d'intégration vaut  $t_i^{\text{dét}}=220$  ms, au gain d'amplification pour HT=1. Le nombre de photoévénements générés par la photocathode sur la durée d'acquisition d'une image CCD vaut

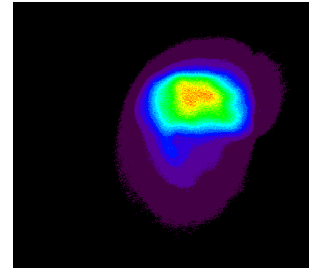
$$N_{\text{phe}}^{\text{dét}} = N_{\text{ph}}^{\text{diode}} \times \frac{t_i^{\text{dét}}}{t_i^{\text{diode}}} \times \frac{S^{\text{dét}}}{S^{\text{diode}}} \times \frac{A^{\text{diode}}}{A^{\text{dét}}} \times T_{\text{Al}_2\text{O}_3}(\lambda) \times Q_{\text{phot}}^e(\lambda) \quad (4.36)$$

$$= 4,581 \cdot 10^{12} \times \frac{0,220}{1} \times \frac{\pi \frac{(2)^2}{4}}{\pi \frac{(11)^2}{4}} \times \frac{1}{90,44} \times 0,90 \times 0,13 \quad (4.37)$$

soit  $43,10 \times 10^6$  photoévénements.

**Nombre d'ADU créés dans le CCD.** L'image recueillie sur le CCD, présentée en partie ci-contre en fausses couleurs, est une tache dissymétrique. Cette anomalie provient de réflexions lumineuses sur la paroi interne épaisse du diaphragme de 2 mm, mais ceci ne changent pas le flux de lumière destiné au CCD. Le fond noir est uniforme.

Nous disposons d'une image du courant d'obscurité dont le temps de pose est voisin de celui de l'image précédente. Après soustraction de l'offset, adaptation des temps de pose de l'image du courant d'obscurité (sans offset) à l'image du spot de lumière (sans offset) puis soustraction, on mesure dans l'image corrigée un total de  $2,409 \times 10^7$  ADU.



**Bilan.** On estime d’après l’ensemble de ces résultats qu’il faut 1,79 photoévénements pour former 1 ADU, autrement dit qu’il se forme 0,56 ADU par photoévénement, au gain relatif  $G_{\text{HT}} = 1,02$  ( $\text{HT}=1$ ). Ramenée au gain d’amplification le plus faible ( $\text{HT}=0$ ), la valeur vaut 0,55 ADU par photoévénement.

L’estimation prévoyait 0,78 ADU/phe. L’ordre de grandeur est donc bien présent, et la perte de signal  $1 - T_{\text{ff}}$  au niveau de l’interface entre les deux pavés solides de fibres optiques peut être estimée à environ 30%.

#### 4.2) Étalonnage du détecteur D51 ( $\text{MV}_2$ ) : première mesure

Un premier étalonnage du détecteur D51 repose sur les données recueillies pendant les essais fonctionnels de l’instrument à l’Institut d’Astrophysique Spatiale (IAS) à Orsay. Le capteur UV faisait face à la ligne de lumière synchrotron de l’anneau Super-ACO dans la cuve à vide *Neptune*.

**Protocole expérimental.** La source considérée est la lumière synchrotron de l’anneau Super-ACO filtrée à 253,7 nm par un monochromateur. Son flux est mesuré à l’entrée de la cuve *Neptune* avec un photomultiplicateur, de référence PM R166 sous 1000 V, étalonné à cette longueur d’onde avec la diode ref. 417 (celle utilisée précédemment). Le faisceau est plus large que l’ouverture du capteur UV mais son intensité n’est pas uniforme sur toute la section. On réalise donc une cartographie de l’intensité sur la section et on détermine le nombre de photons qui entrent chaque seconde dans l’instrument. Puis, l’instrument face au faisceau, on enregistre une image et on comptabilise le nombre d’ADU formés dans toute l’image après les corrections traditionnelles de l’offset et du courant d’obscurité du CCD. Connaissant le flux incident d’une part et le rendement de l’optique (miroir, réseau, fenêtre et photocathode de l’intensificateur) grâce aux travaux précédents d’autre part, on détermine le nombre de photoévénements qui se produisent au niveau de la photocathode pendant la pose, et de ces deux données, le gain absolu du détecteur – en ADU par photoévénement – pour le niveau de haute tension utilisé. Sa valeur ramenée au niveau de haute tension le plus faible de l’intensificateur est alors déterminée à partir de l’expression établie pour le gain relatif.

**Étalonnage du photomultiplicateur R166 à 253,7 nm sous 1000 V.** Cet étalonnage n’est pas réalisé dans la cuve *Neptune* avec la lumière du faisceau synchrotron mais dans la cuve à vide du Service d’Aéronomie avec une lampe Pen-Ray au mercure argon. La longueur d’onde à 253,7 nm est sélectionnée par un monochromateur de type Jobin-Yvon H70 (LHT 78102). On place un filtre de densité 0,3 entre la lampe et la fente d’entrée du monochromateur pour limiter le courant de sortie du photomultiplicateur R166 utilisé sous 1000 V, et un diaphragme de 2 mm de diamètre après la fente de sortie du monochromateur pour limiter l’ouverture du faisceau à l’intérieur de la cuve à vide. Le photomultiplicateur R166 et la diode étalonnée ref. 417 sont montés sur un bras motorisé et commandé depuis l’extérieur de la cuve, ce qui permet de les aligner précisément tour à tour devant la fente de sortie du monochromateur. Les mesures sont relevées lorsque la photocathode du photomultiplicateur d’une part et la surface de la diode d’autre part sont centrées sur le flux incident.



La sensibilité spectrale de la diode à 253,7 nm vaut 0,1267 A/W. Elle est obtenue par interpolation linéaire entre les valeurs, connues à 6 % près, à 250 nm (0,1309 A/W) et 260 nm (0,1195 A/W), données par le constructeur.

L'expérience a été répétée quatre fois. Les valeurs obtenues pour une tension d'alimentation de 1000 V sont

$Q^{\text{PMR166}} \times G_{\text{HT}}^{\text{PMR166}}$
$4,98 \times 10^5 \text{ e-/photon}$
$5,36 \times 10^5 \text{ e-/photon}$
$4,99 \times 10^5 \text{ e-/photon}$
$4,80 \times 10^5 \text{ e-/photon}$

où  $Q^{\text{PMR166}}$  est le rendement quantique de la photocathode du photomultiplicateur R166 à 253,7 nm, et  $G_{\text{HT}}^{\text{PMR166}}$  le gain absolu<sup>7</sup> du photomultiplicateur alimenté sous 1000 V. Nous avons retenu la valeur moyenne

$$Q^{\text{PMR166}} \times G_{\text{HT}}^{\text{PMR166}} = 5,03 \times 10^5 \text{ e}^-/\text{ph} (\pm 0,10 \times 10^5). \quad (4.38)$$

**Flux fourni par la source.** Le faisceau de lumière à l'entrée de la cuve *Neptune* mesure environ 5 cm de diamètre. Nous avons cartographié sa section avec le photomultiplicateur R1081 sous 1800 V. La surface collectrice mesure 7 mm de diamètre et les mesures ont été espacées par pas de 5 mm dans les directions verticales et horizontales. Les résultats sont présentés dans le tableau 4.7. La figure 4.14 en donne une vision en trois dimensions.

Cette carte correspond au champ lointain du faisceau. On constate que la section du faisceau est globalement circulaire, bien que fortement dissymétrique. Le maximum d'intensité en particulier ne correspond pas au centre de la tache. Il lui est plus lumineux d'un facteur 1,2.

Le canal UV de *Spicam-Light* possède une fenêtre carré de 40×40 cm. Il intercepte au meilleur des cas, lorsqu'il est convenablement placé, un flux moyen équivalent à 61 % du flux au maximum de signal.

**Flux intercepté par le senseur UV de *Spicam*.** Le photomultiplicateur R166 fournissait, sous 1000 V, à travers un diaphragme circulaire de 4 mm de diamètre, au maximum de la tache, un courant de  $24 \times 10^{-11}$  A (le courant d'obscurité valait  $I = 0,17 \times 10^{-11}$  A et reste négligeable). Le flux de photons valait donc à cet instant et cet endroit

$$F_p = \frac{I}{Q^{\text{PMR166}} \times G_{\text{HT}}^{\text{PMR166}} \times 1,6 \cdot 10^{-19}} \times \frac{1}{\pi \frac{d^2}{4}} \quad (4.39)$$

soit  $2,36 \times 10^4 \text{ ph}/(\text{cm}^2 \times \text{s})$ . À cet instant, le courant de la ligne synchrotron valait 253 mA.

La surface collectrice du miroir UV de *Spicam-Light* mesure  $16 \text{ cm}^2$ . La carte de flux sur la section du faisceau permet d'estimer le flux moyen qu'il intercepte à 61 %

<sup>7</sup>Ce gain absolu du photomultiplicateur est le rapport entre le courant de l'anode et le courant de la cathode.

TAB. 4.7 – Intensité (en pourcent) du faisceau à l'entrée de la cuve *Neptune*. Coupe sur la section. Les fentes du monochromateur sont entièrement ouvertes ( $F_e = F_s = 0$ ).  $D_x$  : position horizontale du photomultiplicateur ;  $D_z$  : position verticale ( $1 \text{ mm} \leftrightarrow \Delta D = 100$ ). En italiques rouges, le centre de la tache.

	$D_x = -630$	$D_x = 370$	$D_x = 1370$	$D_x = 2370$	$D_x = 3370$	$D_x = 4370$
$D_z = 500$	0,0000	0,0000	0,0361	0,0087	0,0000	0,0018
$D_z = 1000$	0,0000	0,3317	0,9014	0,9195	0,0865	0,0022
$D_z = 1500$	0,0018	1,0817	2,0192	2,2356	1,4062	0,0029
$D_z = 2000$	0,0054	1,7307	2,9567	3,1009	2,5781	0,0541
$D_z = 2500$	0,0065	2,1274	3,4615	3,4615	2,6682	0,4327
$D_z = 3000$	0,0072	2,4519	3,8942	<i>3,8221</i>	3,2091	0,9014
$D_z = 3500$	0,0115	2,7764	4,2548	4,2187	3,8942	1,1899
$D_z = 4000$	0,0123	3,0649	4,6153	4,6514	4,5072	1,3702
$D_z = 4500$	0,0097	2,4519	3,6057	3,4254	4,8677	0,9375
$D_z = 5000$	0,0022	0,1514	0,2091	0,2236	3,3173	0,1803
$D_z = 5500$	0,0011	0,0069	0,0094	0,0000	0,1190	0,0004
$D_z = 6000$	0,0007	0,0029	0,0036	0,0000	0,0027	0,0000

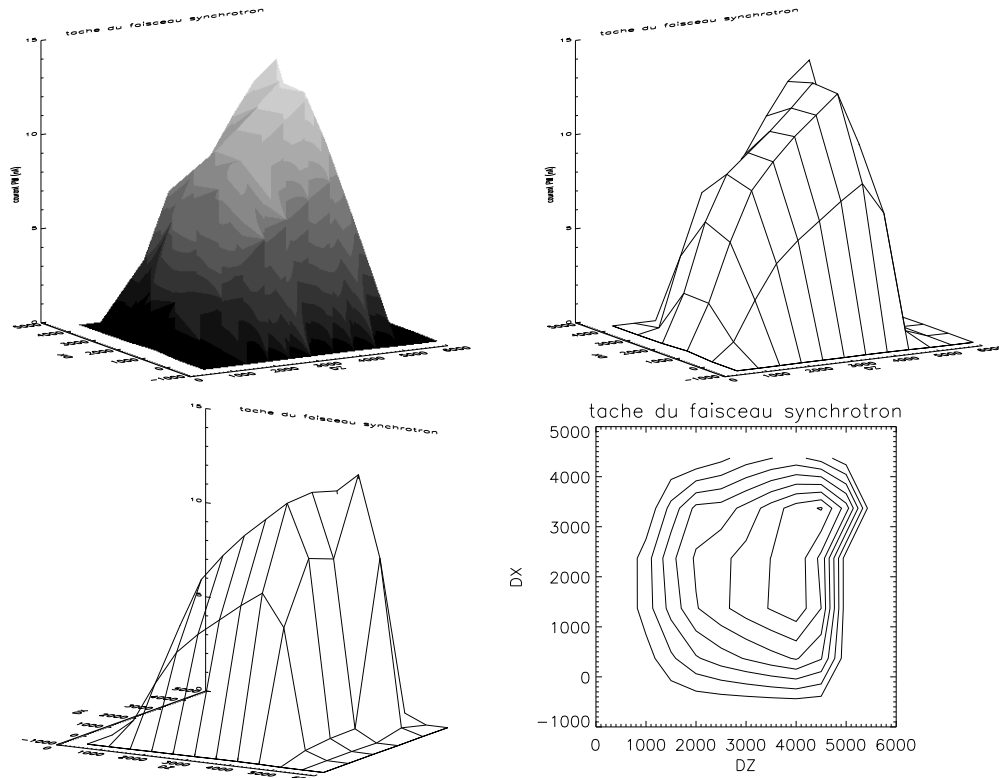


FIG. 4.14 – Cartographie du faisceau synchrotron : Intensité du faisceau incident en entrée de la cuve *Neptune* selon la table 4.7.

du flux mesuré par le photomultiplicateur R166 au maximum de signal. Le canal UV aurait donc intercepté au même instant

$$\tilde{N}_{ph} = 2,36 \cdot 10^4 \text{ ph}/(\text{cm}^2 \times \text{s}) \times 16 \text{ cm}^2 \times 0,61 \quad (4.40)$$

soit  $2,30 \times 10^5$  photons par seconde.

Le photomultiplicateur a ensuite été retiré du faisceau pour laisser la place à l'instrument *Spicam-Light*. Lorsque le canal UV enregistrerait une image du faisceau, le courant de la ligne synchrotron avait sensiblement diminué et valait 226 mA. Le canal UV interceptait donc au moment de l'enregistrement

$$N_{ph} = \tilde{N}_{ph} \times \frac{226}{253} \quad (4.41)$$

soit  $2,05 \times 10^5$  photons par seconde.

**Photoévénements créés par la photocathode.** Les photoévénements produits par seconde au niveau de la photocathode du détecteur était alors au nombre de

$$\begin{aligned} N_{phe} &= N_{ph} \times T_M(\lambda) \times T_R(\lambda) \times T_{Al_2O_3}(\lambda) \times Q_{phot}^e(\lambda) \\ &= 2,05 \cdot 10^5 \times 0,85 \times 0,25 \times 0,9 \times 0,137, \end{aligned} \quad (4.42)$$

soit 5371 photoévénements par secondes.

**Nombre d'ADU créés dans le CCD.** La tache du faisceau a créé dans cette image 22740 ADU. Le temps de pose était de 50 ms, la haute tension de HT=250. Le détecteur générerait donc  $4,55 \times 10^5$  ADU par seconde à ce niveau d'amplification.

**Bilan.** Le CCD du détecteur du canal UV MV<sub>2</sub> enregistre  $4,55 \times 10^5$  ADU par seconde lorsque la photocathode produit 5371 photoévénements par secondes et que la galette de micro-canaux est soumise à un niveau de haute tension de HT=250. Le détecteur produit donc 84,71 ADU par photoévénement à ce niveau d'amplification ( $G_{HT=250}=145,1$ ). Ramené au niveau de haute tension le plus faible ( $G_{HT=0}=1$ ), la valeur vaut 0,58 ADU/phe.

### 4.3) Étalonnage du détecteur D51 (MV<sub>2</sub>) : seconde mesure

Tandis que la mesure précédente donne une estimation du nombre d'ADU par photoévénement qui dépend de la validité de nos estimations sur les caractéristiques optiques du senseur, une autre méthode peut être utilisée pour estimer ce rapport sans aucune hypothèse sur les caractéristiques optiques. Nous présentons ici une analyse statistique de l'ensemble des images du faisceau à 253,7 nm recueillies pendant les essais fonctionnels de l'instrument à l'Institut d'Astrophysique Spatiale.

**Principe.** La distribution des photons obéit à la loi de Poisson ; la variance de leur distribution est égale à son espérance mathématique. Si  $N_{ph}$  est le nombre moyen de photons qui peuvent être comptabilisés en un temps donné, la variance de la mesure s'exprimera par

$$\sigma^2(N_{ph}) = N_{ph}. \quad (4.43)$$

Pour le détecteur UV de *Spicam-Light*, chaque photoévénement correspond à un photon UV qui interagit avec la photocathode. La distribution des photoévénements obéit donc aussi à la loi de Poisson.

Chaque photoévénement arrache un électron de la photocathode, qui se dirige vers la galette de micro-canaux sous l'effet de la haute tension et produit une gerbe  $G$  d'électrons à la sortie de la galette de micro-canaux. Les électrons de cette gerbe sont transformés en photons par le phosphore, puis de nouveau en électrons dans le CCD, en quantité proportionnelle à  $G$ . La charge accumulée dans les pixels correspond à un certain nombre d'ADU :  $K_{\text{det}}$ , le gain absolu du détecteur, en ADU par photoévénement. Donc chaque photoévénement produit en moyenne  $K_{\text{det}}$  ADU dans le CCD, et un nombre  $N_{\text{phe}}$  de photoévénements produira un signal

$$S_{\text{ADU}} = K_{\text{det}} \times N_{\text{phe}} . \quad (4.44)$$

Les fluctuations statistiques du nombre de photoévénements  $N_{\text{phe}}$  présentent une variance égale à  $N_{\text{phe}}$ . Si la gerbe d'électrons en sortie de la galette de micro-canaux était constante, nous pourrions en déduire que

$$\text{Var}(S_{\text{ADU}}) = K_{\text{det}}^2 \times \text{Var}(N_{\text{phe}}) \quad (4.45)$$

$$= K_{\text{det}}^2 \times N_{\text{phe}} \quad (4.46)$$

$$= K_{\text{det}} \times S_{\text{ADU}} , \quad (4.47)$$

$$\text{d'où } K_{\text{det}} = \frac{\text{Var}(S_{\text{ADU}})}{S_{\text{ADU}}} . \quad (4.48)$$

En réalité, les gerbes d'électrons créées par chaque photoévénement ne sont pas constantes en sortie de la galette de micro-canaux, mais présentent une distribution exponentielle ; un très grand nombre possèdent peu d'électrons, quelques unes un très grand nombre d'électrons. Dans ce cas, Sandel et Broadfoot [39] ont montré que la variance du signal était deux fois plus grande que dans une statistique de Poisson, soit

$$\text{Var}(S_{\text{ADU}}) = 2K_{\text{det}}^2 \times N_{\text{phe}} , \quad (4.49)$$

d'où

$$K_{\text{det}} = \frac{\text{Var}(S_{\text{ADU}})}{2 \times S_{\text{ADU}}} . \quad (4.50)$$

Nous avons ainsi une façon de mesurer le gain absolu  $K_{\text{det}}$  du détecteur par une étude statistique des fluctuations du signal autour d'une moyenne constante. La méthode pourra même être appliquée en vol, en observant une source constante, une étoile par exemple.

**Mesures.** Les 22 images retenues pour cette étude correspondent à l'enregistrement de la tache du faisceau synchrotron à 253,7 nm, sous une tension d'amplification définie par HT=200. Nous comptabilisons dans chacune de ces image le nombre total d'ADU qui forment la tache du faisceau. Cette procédure revient à considérer le CCD comme un détecteur monopixel. Au cours des enregistrements successifs, l'intensité du faisceau diminuait. Nous prenons donc soin de corriger l'éclairement des images pour le ramener à celui de la première pose, mais cette baisse était assez faible et n'influence pas la statistique utilisée.

n° image	signal	courant synchrotron	signal corrigé
1	44660 ADU	165.000 mA	44660 ADU
2	43025 ADU	164.958 mA	43069 ADU
3	43102 ADU	163.806 mA	44372 ADU
4	41593 ADU	163.795 mA	42830 ADU
5	42333 ADU	163.376 mA	44041 ADU
6	41566 ADU	163.355 mA	43265 ADU
7	37605 ADU	163.104 mA	39383 ADU
8	39172 ADU	163.098 mA	41031 ADU
9	38679 ADU	162.885 mA	40726 ADU
10	39502 ADU	162.875 mA	41604 ADU
11	40438 ADU	162.743 mA	42728 ADU
12	42883 ADU	162.733 mA	45323 ADU
13	41988 ADU	162.518 mA	44612 ADU
14	41575 ADU	162.507 mA	44185 ADU
15	38646 ADU	162.161 mA	41424 ADU
16	36815 ADU	162.151 mA	39471 ADU
17	37946 ADU	161.954 mA	40882 ADU
18	38434 ADU	161.940 mA	41422 ADU
19	36995 ADU	161.761 mA	40048 ADU
20	38885 ADU	161.750 mA	42105 ADU
21	41970 ADU	161.097 mA	46187 ADU
22	38983 ADU	161.083 mA	42914 ADU

La moyenne du signal corrigé vaut 42 528 ADU, sa variance 3 651 073 ADU<sup>2</sup>. Le gain absolu du détecteur est donc estimé à ce niveau d'amplification (HT=200) à 42,89 ADU par photoévénement.

Le gain relatif  $G_{HT}$  à HT=200 vaut 65,4. Le gain absolu du détecteur  $K_{dét.}$ , ramené au niveau d'amplification le plus faible (HT=0), vaut donc 0,65ADU par photoévénement. On notera que cette méthode de détermination du gain absolu ne nécessite la connaissance d'aucun paramètre du détecteur, tandis que la première méthode, de comparaison avec une diode étalonnée, suppose connus les rendement quantiques de la diode et de l'intensificateur, où nous avons utilisé les valeurs du constructeur, ainsi que les caractéristiques de réflexion du miroir et du réseau. Le fait que l'on trouve des valeurs proches par les deux méthodes, 0,58 ADU/phe dans la première et 0,65 ADU/phe dans la seconde, valide d'un coup nos estimations des caractéristiques optiques du senseur (les transmissions du miroir et du réseau, le rendement quantique de l'intensificateur, l'étalonnage de la diode étalonnée) et nos procédures d'étalonnage. Nous sommes donc confiants dans les performances radiométriques de *Spicam-Light*.

D'autre part, en suivant cette seconde méthode statistique sous plusieurs niveaux de haute tension HT, nous devons trouver une variation du gain absolu identique à celle du gain relatif, obtenue par une méthode entièrement différente.

#### 4.4) Étalonnage absolu de la surface efficace

Nous venons d'obtenir une estimation de l'étalonnage absolu du senseur UV qui nous permet de convertir les ADU du détecteur en photons présents à l'entrée de l'instrument. Mais il sera utile d'obtenir une estimation de l'efficacité globale du senseur UV, appelé sa *surface efficace*  $S_{eff}$ , défini par le rapport entre le nombre de photoévénements produits dans le détecteur au nombre de photons entrés dans le champ nominal par cm<sup>2</sup>. Sous cette définition, la surface efficace du senseur répond aussi à

l'équation

$$S_{\text{eff}} = S_{\text{pupille}}^{\text{nadir}} \times T_M(\lambda) \times T_R(\lambda) \times T_{\text{Al}_2\text{O}_3}(\lambda) \times Q_{\text{CCD}}^e(\lambda) \quad (4.51)$$

où  $S_{\text{pupille}}^{\text{nadir}}$  est la surface de la pupille d'entrée en visée au nadir, mesurant  $16 \text{ cm}^2$ .

Nous allons estimer cette section efficace en considérant les grandeur du paragraphes 4.2 pour le modèle de vol  $MV_2$  à  $\lambda = 253,7 \text{ nm}$  :

- le photomultiplicateur étalonné PM R166 a estimé le flux de photons arrivant sur *Spicam-Light* à  $2,05 \times 10^5 \text{ ph/s}$ , pour un courant de la ligne synchrotron de  $226 \text{ mA}$ , dans la pupille d'entrée de  $16 \text{ cm}^2$  ;
- le détecteur D51 a enregistré  $4,55 \times 10^5 \text{ ADU/s}$ , pour un courant de la ligne synchrotron de  $226 \text{ mA}$  et sous un facteur d'amplification de  $HT=250$  ;
- il se forme d'après ces mesures  $0,58 \text{ ADU/phe}$  au gain le plus faible de l'intensificateur ( $HT=0$ ).

Sachant que le gain relatif à  $HT=250$  vaut  $150,77$ , nous en déduisons que lorsque le courant synchrotron valait  $226 \text{ mA}$ ,

- l'instrument recevait  $12812,5 \text{ ph/(s.cm}^2\text{)}$  à travers la pupille d'entrée ;
- et qu'il se formait simultanément  $5203,175 \text{ phe/s}$  sur la photocathode du détecteur.

Ces deux résultats permettent d'estimer la section efficace du senseur UV à

$$S_{\text{eff}} = \frac{5203,175 \text{ phe/s}}{12812,5 \text{ ph/(s.cm}^2\text{)}} = 0,4061 \text{ cm}^2(\text{phe/ph}), \quad (4.52)$$

soit  $0,41 \text{ cm}^2(\text{phe/ph})$  à  $253,7 \text{ nm}$ .

Ce résultat vaut pour le senseur  $MV_2$  qui est resté au sol, mais la valeur pourra être comparée aux performances en vol avec le  $MV_1$ . Elle coïncide parfaitement avec la valeur à  $253,7 \text{ nm}$  de la courbe obtenue par multiplication des transmissions du miroir, du réseau et de la lame de saphir, et du rendement quantique du détecteur (fig. 4.25).

## 5) Étalonnage en longueur d'onde et mesure de la résolution spectrale

Nous allons maintenant nous concentrer sur le signal spectral.

L'optique du senseur UV définie par C. Taulemesse couvre la bande spectrale de  $110$  à  $320 \text{ nm}$  sur  $384$  pixels. La dispersion vaut donc  $0,547 \text{ nm}$  par pixel. La résolution spectrale pour une source ponctuelle à l'infini (une étoile) est fonction de l'image fournie par le miroir parabolique et par le réseau. Le miroir parabolique *off axis* engendre des aberrations optiques quand on s'éloigne du plan de symétrie défini par le schéma optique, de même que le réseau holographique toroïdal, calculé pour avoir un champ plan. L'image est détectée par la photocathode plane du détecteur, déposée sur la face intérieure de la fenêtre de  $\text{MgF}_2$  épaisse de  $4 \text{ mm}$ . Or dans l'UV, l'indice de réfraction du  $\text{MgF}_2$  dépend fortement de la longueur d'onde. Aussi, on ne peut avoir une excellente résolution spectrale en tout point du champ et à toutes les longueurs d'onde. Il y a une limite théorique dictée par les aberrations optiques. La résolution spectrale du senseur UV se dégrade également si la mise au point de l'optique n'est pas correcte. Le réglage optique doit donc être particulièrement soigné si on souhaite s'approcher au plus près de la résolution spectrale théorique.

Mais le réglage optique du spectromètre est délicat. Les pièces optiques sont pré-alignées avec un laser dans le visible et les réglages se font en lumière ultraviolette invisible pour l'œil. Chaque pièce doit être déplacée très finement pendant que l'on cherche le maximum de signal sur le détecteur, tout en s'assurant de sa bonne position spectrale sur le CCD. Seules les longueurs d'ondes supérieures à 200 nm peuvent être utilisées pendant ces réglages. En deçà, l'air est opaque et les vérifications doivent s'opérer sous vide.

La source de lumière utilisée est une lampe à mercure. Elle émet plusieurs raies dans la bande spectrale du senseur UV dont une raie intense à 253,7 nm. Un filtre dépoli placé à l'ouverture de l'instrument simule l'observation d'une source étendue à l'infini. La mise au point est faite avec la fente escamotable dans le plan focal du miroir pour ne conserver que les seuls rayons incidents parallèles à l'axe optique de l'instrument.

L'étalonnage en longueur d'onde et la résolution spectrale des senseurs UV ont pu être vérifiés lors des essais fonctionnels des trois instruments (les modèles de qualification et de vols) à la station d'étalonnage de l'Institut d'Astrophysique Spatiale, devant la lumière du synchrotron Super-ACO. La lumière émise par les paquets d'électrons en rotation rapide de l'anneau simule une source ponctuelle à l'infini. Elle s'apparente merveilleusement à une étoile et convient parfaitement au senseur UV de *Spicam-Light*. L'instrument est en effet conçu d'origine pour les observations stellaires. Un monochromateur situé sur la ligne de lumière permet d'isoler une longueur d'onde au choix avant d'atteindre la cuve à vide Neptune, dans laquelle se trouvait l'expérience *Spicam-Light*, installée sur un plateau orientable sur deux axes. Nous présentons ici quelques résultats de ces essais pour les deux modèles de vol.

### 5.1) Focalisation du senseur UV MV<sub>1</sub>

Le senseur UV MV<sub>1</sub> a enregistré une quarantaine d'images du faisceau en mode fenêtre de 40 × 50 pixels (mode C), dans sept longueurs d'ondes de 121,6 à 280,0 nm. Les conditions d'enregistrement sont résumées dans le tableau ci-après. La première colonne correspond au numéro des images au sein du fichier '21121216.cam' dans lequel elles se trouvent toutes recensées, la seconde à la longueur d'onde du faisceau, la troisième au niveau de la haute tension appliquée sur la galette de microcanaux, la quatrième à la position de la fente escamotable de SPICAM au foyer du miroir et la cinquième au temps de pose exprimé en millisecondes.

n° images	$\lambda$ (nm)	H.T.	fente	t <sub>i</sub> (ms)
5–9	121,6	150	présente	20
10–14	184,9	150	présente	220
15–19	253,7	150	présente	220
20–24	280,0	250	présente	220
25–29	160,0	250	présente	220
30–34	140,0	250	présente	220
35–39	220,0	250	présente	220

Les figures 4.15 et 4.16 montrent, sur leur colonne de gauche, la première des cinq images de la fenêtre CCD de 50 × 40 pixels enregistrées à chaque longueur d'onde. Pour vérifier la focalisation du senseur, nous avons mesuré la largeur à mi-hauteur de

Image CCD (40x50)

Ligne passant par le maximum

Colonne passant par le maximum

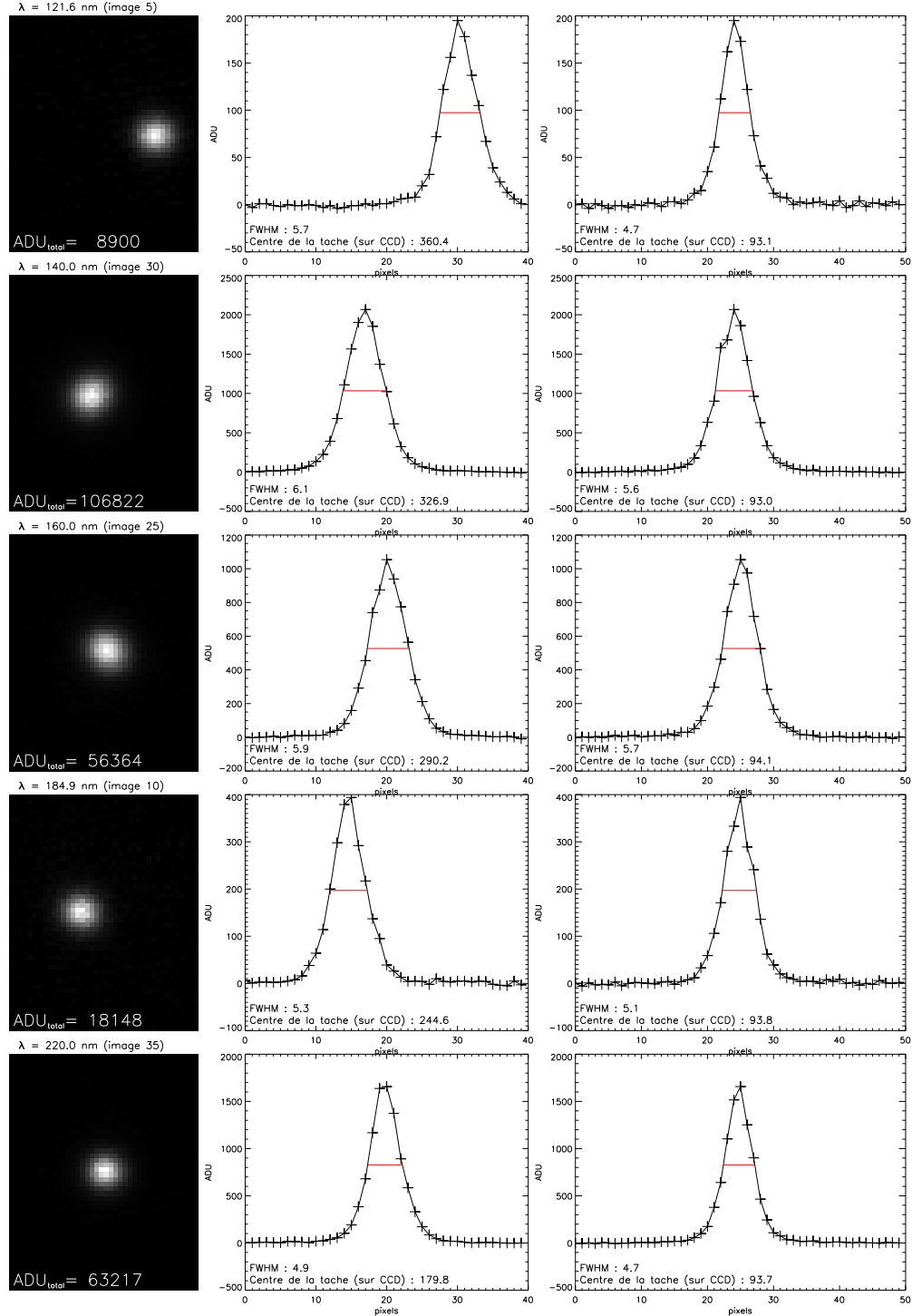


FIG. 4.15 – Image de la tache synchrotron (à gauche), ligne (au centre) et colonne (à droite) extraites passant par le pixel d'intensité maximale, à divers longueur d'ondes. La largeur à mi-hauteur est représentée en rouge.



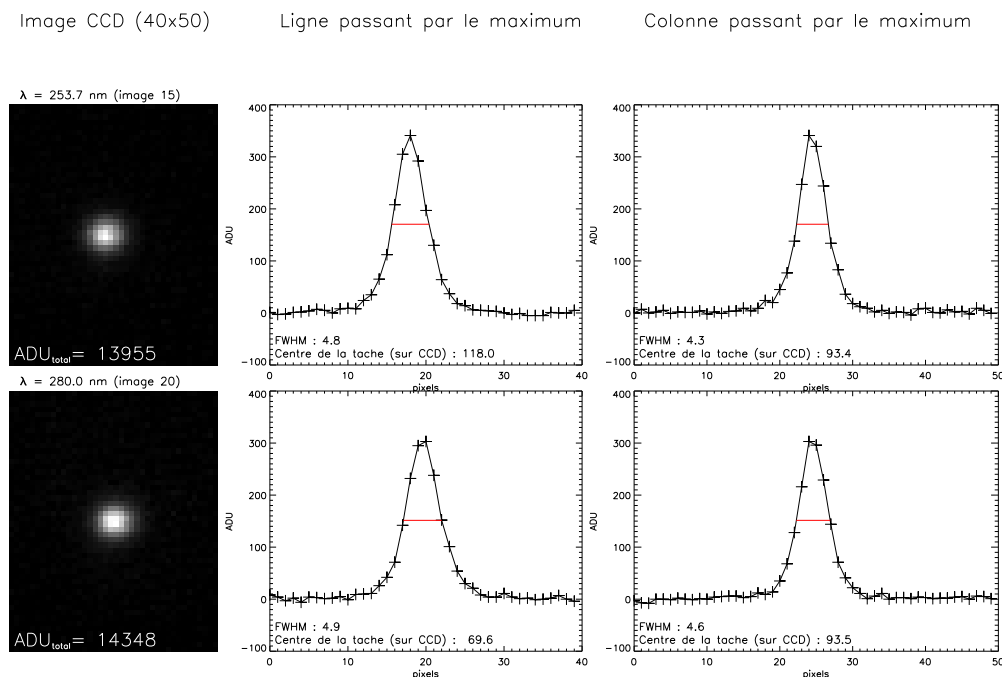


FIG. 4.16 – Image de la tache synchrotron (à gauche), ligne (au centre) et colonne (à droite) extraites passant par le pixel d'intensité maximale, à divers longueur d'ondes. La largeur à mi-hauteur est représentée en rouge.

la tache. Nous avons pour cela soustrait l'offset, le courant d'obscurité et la lumière parasite, localisé le pixel d'intensité maximale et extrait la ligne et la colonne correspondantes, et calculé sur ces profils les largeurs à mi-hauteur horizontale et verticale de la tache. Les résultats sont présentés par longueur d'onde dans le tableau 4.8. Les figures 4.15 et 4.16 présentent, aux côtés de l'image de la fenêtre CCD, la ligne et la colonne extraite passant par le pixel d'intensité maximale. Sur ces deux dernières, la largeur à mi-hauteur est représentée en rouge.

La largeur à mi-hauteur (FWHM, *Full Width at Half Maximum*) mesurée sur les colonnes fournit une estimation de la résolution spatiale (ou résolution optique) de l'instrument. Elle s'étend entre 4,5 et 5,7 pixels sur la gamme de longueur d'onde balayée. Celle sur les lignes correspond à la convolution de la résolution spatiale et de la résolution spectrale brute. Elle ne la dépasse jamais d'un pixel supplémentaire. La résolution spectrale de l'instrument est donc principalement limitée par sa résolution spatiale.

De plus, la fente au foyer du miroir et large de 2 pixels est *a priori* ré-imagée par le réseau avec un grandissement de 1 sur la photocathode. La tache mesure ici 5 pixels à mi-hauteur sur le CCD. La dégradation est donc importante. Elle peut avoir deux origines. Le réseau et/ou le détecteur peuvent ne pas se trouver à leur place nominale. La mise au point n'étant pas correcte, l'image est alors floue sur la photocathode. Dans ce cas, la qualité d'image peut être améliorée en affinant le réglage des deux pièces. Mais il se peut aussi que la galette de microcanaux et/ou que l'association des deux pavés de fibres optiques avant le CCD dégradent significativement la qualité d'image,

TAB. 4.8 – Largeur à mi-hauteur de la tache sur le CCD ( $MV_1$ ).

images	$\lambda$	FWHM verticale	FWHM horizontale
5–9	121,6 nm	4,9 pixels	5,6 pixels
30–34	140,0 nm	5,7 pixels	6,1 pixels
25–29	160,0 nm	4,7 pixels	5,9 pixels
10–14	184,9 nm	5,2 pixels	5,3 pixels
35–39	220,0 nm	4,7 pixels	4,9 pixels
15–19	253,7 nm	4,4 pixels	4,8 pixels
20–24	280,0 nm	4,6 pixels	5,0 pixels

chaque photoévénement éclairant plusieurs pixels du CCD. Les possibilités d'améliorer l'image sont dans ce cas beaucoup moins évidentes.

Ces seules mesures ne permettent *a priori* pas de conclure, mais les meilleurs résultats obtenus avec le capteur UV  $MV_2$  permettent d'argumenter en faveur de la première hypothèse : le détecteur du capteur  $MV_1$  était à ce jour mal focalisé. Le réglage optique sera affiné après la livraison du capteur  $MV_2$  comme modèle de vol (MV), le capteur UV  $MV_1$  étant destiné au modèle de rechange (MR).

## 5.2) Étalonnage en longueur d'onde du capteur UV $MV_1$



FIG. 4.17 – Reconstitution d'une bande CCD de 384 pixels (pleine largeur)  $\times$  50 pixels à partir d'enregistrements en mode fenêtre de 40  $\times$  50 pixels, marquant les positions du faisceau synchrotron à (de droite à gauche) 121,6 nm, 140,0 nm, 160,0 nm, 184,9 nm, 220,0 nm, 253,7 nm et 280,0 nm pour le capteur UV  $MV_1$ . L'intensité des taches est normalisée pour être chaque fois la même.

L'étalonnage en longueur d'onde du capteur peut être réalisé à partir des mêmes images. Nous établissons la correspondance entre la longueur d'onde spectrale et le numéro des colonnes de la matrice du CCD en mesurant le centre géométrique des taches du faisceau synchrotron sur le CCD.

Nous déterminons le centre géométrique de la tache sur le CCD complet par la position des centres de ses largeurs à mi-hauteur horizontales et verticales. Ces positions ont été calculées et recensées par longueur d'onde dans le tableau 4.9. L'image de la figure 4.17 est une reconstitution d'une bande de 384 pixels (pleine largeur) par 50 pixels de l'image CCD complète, à partir des enregistrements en mode fenêtre de 40  $\times$  50 pixels. Elle montre les positions du faisceau synchrotron à 121,6 nm, 140,0 nm, 160,0 nm, 184,9 nm, 220,0 nm, 253,7 nm et 280,0 nm (de droite à gauche). Sur cette reconstitution, l'intensité des taches est normalisée pour être chaque fois la même (la dynamique d'affichage est ici limitée à  $2^8$  niveaux contre  $2^{12}$  pour le CCD).

TAB. 4.9 – Position absolue de la tache synchrotron sur le CCD à diverses longueurs d'ondes. La valeur des lignes et des colonnes, déterminée par le centre géométrique de la tache, est fractionnaire.

images	$\lambda(nm)$	ligne CCD	colonne CCD
5–9	121,6	93,2	360,0
30–34	140,0	93,0	326,9
25–29	160,0	94,0	290,3
10–14	184,9	93,8	244,6
35–39	220,0	93,7	179,6
15–19	253,7	93,5	117,9
20–24	280,0	93,5	69,4

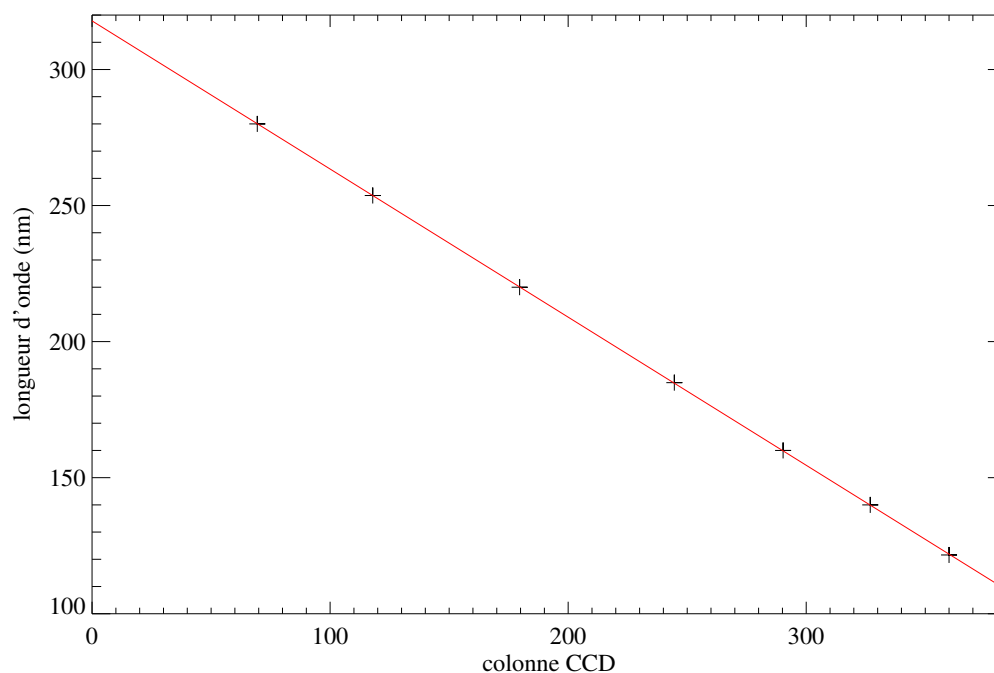


FIG. 4.18 – Courbe d'étalonnage en longueur d'onde du senseur UV  $MV_1$ . Les croix noires représentent les mesures. La courbe rouge est une droite au sens des moindres carrés. La pente vaut  $-0,544$  nm/pixel. La déviation standard vaut  $0,17$  nm.

La courbe d'étalonnage obtenue pour ce senseur est présentée figure 4.18. Les croix noires représentent les mesures, la ligne rouge la droite au sens des moindres carrés. Le senseur couvre la bande spectrale de 108,8 à 317,9 nm. Chaque pixel s'étend sur 0,544 nm. Le schéma optique définissait une dispersion de 0,547 nm par pixel et une couverture spectrale de 110 à 320 nm.

La dispersion du spectromètre est correcte et le centre de la tache se trouve toujours sur la même ligne, ce qui témoigne de la bonne orientation du réseau sur l'axe optique. La bande spectrale couverte est également juste, on notera cependant un décalage de 1 nanomètre en direction des ultraviolets lointains.

### 5.3) Position de la lame de saphir ( $MV_1$ ).

Il est utile de savoir de quelle manière la lame de saphir perturbe le signal. Pour mémoire, la lame de saphir recouvre les trois-quarts de la fenêtre d'entrée du détecteur UV. Elle filtre les longueurs d'ondes inférieures à 160 nm et évite la superposition de l'ordre deux du réseau sur le premier. Le bord de la lame fait normalement face à la colonne 300 du CCD pour correspondre à la longueur d'onde de 160 nm sur le domaine spectral couvert par le spectromètre.

Les perturbations introduites par la lame sont triples :

- elle absorbe quelques pourcents de la lumière ;
- elle déforme localement le faisceau, puisque elle ne reste pas perpendiculaire au faisceau sur tout le domaine ;
- elle défocalise légèrement le faisceau, puisqu'elle change localement l'indice optique du milieu traversé.

Du fait de sa faible épaisseur<sup>8</sup>, ceci n'a que peu d'influence, mais la zone de rupture entre la partie nue du CCD et la partie couverte est perceptible.

La figure 4.19 montre par exemple dans sa partie supérieure une image brute du spectre obtenu quand le monochromateur présent sur la ligne de lumière se trouve placé sur l'ordre zéro. Toutes les longueurs d'ondes passent alors. Le CCD est ici lu en pleine largeur. À l'œil, nous devinons tout juste que le troisième lobe (à droite) se trouve plus bas que les deux premiers. Les trois graphiques suivants de la figure correspondent, respectivement, à l'intensité du signal le long de trois lignes (intensité maximale et pieds de tache), à la largeur à mi-hauteur du signal mesurée sur les colonnes, et à la position verticale du centre du profil mesuré sur les colonnes. Sur ces deux dernières, le bord de la lame de saphir est clairement visible à la colonne 304, sous  $\lambda=152,5$  nm. Sa position est marquée par un trait mixte sur les trois graphiques.

Comme la transmission d'une lame de saphir d'1 mm d'épaisseur vaut 50 % à 160 nm, on pourrait s'attendre à un brusque saut d'intensité de part et d'autre de cette colonne sur le CCD. Mais il n'en n'est rien, parce que la lame n'est pas collée sur la photocathode mais placée 4 mm en avant. Le bord de la lame apparaît donc flou<sup>9</sup> et large de 16 pixels sur le CCD. La PSF instrumentale y contribue bien sûr aussi en partie. Les deux lignes verticales en pointillés courts sur les trois graphiques indiquent la zone de transition. Elles correspondent aux colonnes 296 et 312. Le signal de la ligne 93 vaut 583 ADU à gauche de la zone (colonne 296,  $\lambda=156,9$  nm) et 1083 ADU à

<sup>8</sup>La lame de saphir mesure 1 mm d'épaisseur.

<sup>9</sup>Les points de la photocathode au voisinage du bord de la lame sont éclairés par le réseau en partie à travers la lame, en partie directement.

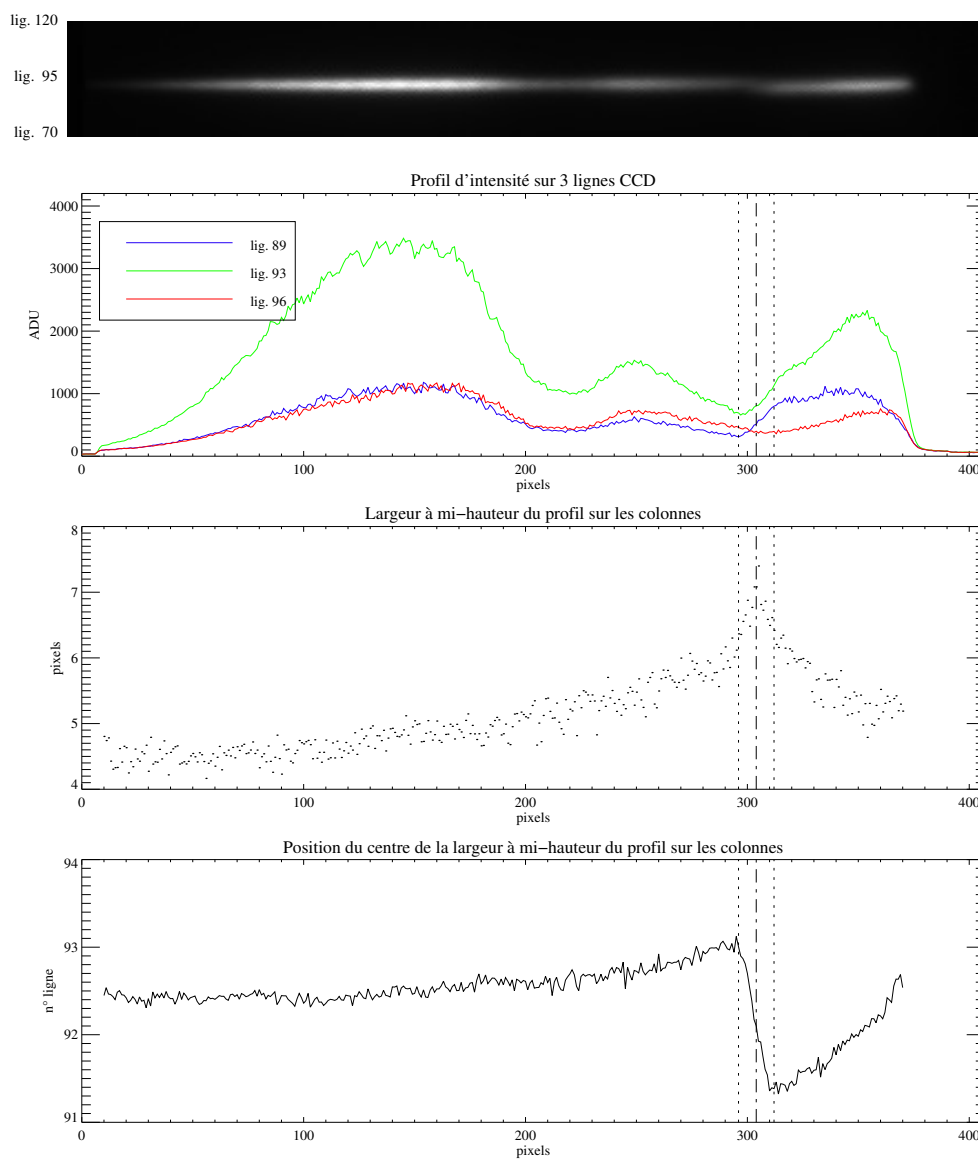


FIG. 4.19 – Position de la lame de saphir sur le senseur UV MV<sub>1</sub>. De haut en bas : image spectrale du faisceau synchrotron enregistrée lorsque le monochromateur présent sur la ligne de lumière est placé sur l'ordre zéro ; intensité du signal le long de trois lignes, la ligne 93 passant par le pixel d'intensité maximale et les lignes 89 et 96 proches du pied du profil vertical ; largeur à mi-hauteur du signal mesurée sur les colonnes ; position du centre du profil vertical mesuré sur les colonnes.

sa droite (colonne 312,  $\lambda=148,1$  nm). Le saut d'intensité représente donc 54 %, ce qui est conforme avec la transmission de la lame autour de 160 nm. L'intensité du signal spectral du faisceau synchrotron semble en effet peu varier dans cette zone, puisqu'il décroît à sa gauche et croît à sa droite.

L'épaisseur importante de 4 mm de la lame de  $\text{MgF}_2$  explique aussi que la focalisation ne peut se faire partout parfaitement, car son indice de réfraction change rapidement dans l'UV.

En conclusion, la lame de saphir ne devrait pas perturber les observations. Le signal spectral, qui sera sommé sur plusieurs lignes, ne présentera pas de saut en intensité. La PSF verticale de l'instrument augmente localement de 40 % autour du bord de la lame, mais ceci est dû à un changement de ligne sur le CCD. La résolution spectrale n'en est pas affectée, comme nous le confirme la courbe d'étalonnage précédente.

#### 5.4) Focalisation du senseur UV MV<sub>2</sub>

Nous avons enregistré une dizaine d'images du faisceau en mode C avec le senseur UV MV<sub>2</sub>, dans cinq longueurs d'ondes, de 121,6 à 280,0 nm. Les conditions d'enregistrement sont résumées dans le tableau ci-dessous (se reporter au senseur UV MV<sub>1</sub> pour une description des colonnes).

n° images	$\lambda$ (nm)	H.T.	fente	$t_i$ (ms)
1–2	279,2	200	non	220
3–4	253,7	200	non	220
5–6	200,0	200	non	110
7–8	160,7	200	non	110
9–10	121,6	100	non	20

Dès les premières images, le faisceau paraissait plus compact. L'optique du senseur semblait donc déjà, d'un simple regard, mieux focalisée. Les mesures des largeurs à mi-hauteur de la tache, comme précédemment pour le senseur UV MV<sub>1</sub>, sont venues nous le confirmer. Ces mesures sont présentées sur la figure 4.20 et le tableau 4.10.

TAB. 4.10 – Largeur à mi-hauteur de la tache sur le CCD (MV<sub>2</sub>).

images	$\lambda$	FWHM verticale	FWHM horizontale
9–10	121,6 nm	3,7 pixels	2,9 pixels
7–8	160,7 nm	4,2 pixels	3,8 pixels
5–6	200,0 nm	4,2 pixels	3,8 pixels
3–4	253,7 nm	3,0 pixels	3,2 pixels
1–2	279,2 nm	2,7 pixels	2,7 pixels

Les images méritent un commentaire. La fente de *Spicam-Light*, d'abord présente au foyer du miroir, a finalement été escamotée pour se rapprocher des conditions d'observation d'une étoile. La tache a alors pris la forme apparente ici, allongée et inclinée d'environ 45° avec la verticale. Nous pouvons deviner en réalité trois taches relativement serrées et alignées. Il semble s'agir de la figure de diffraction du faisceau à l'infini, engendrée par la fente de sortie du monochromateur et située très en aval sur la

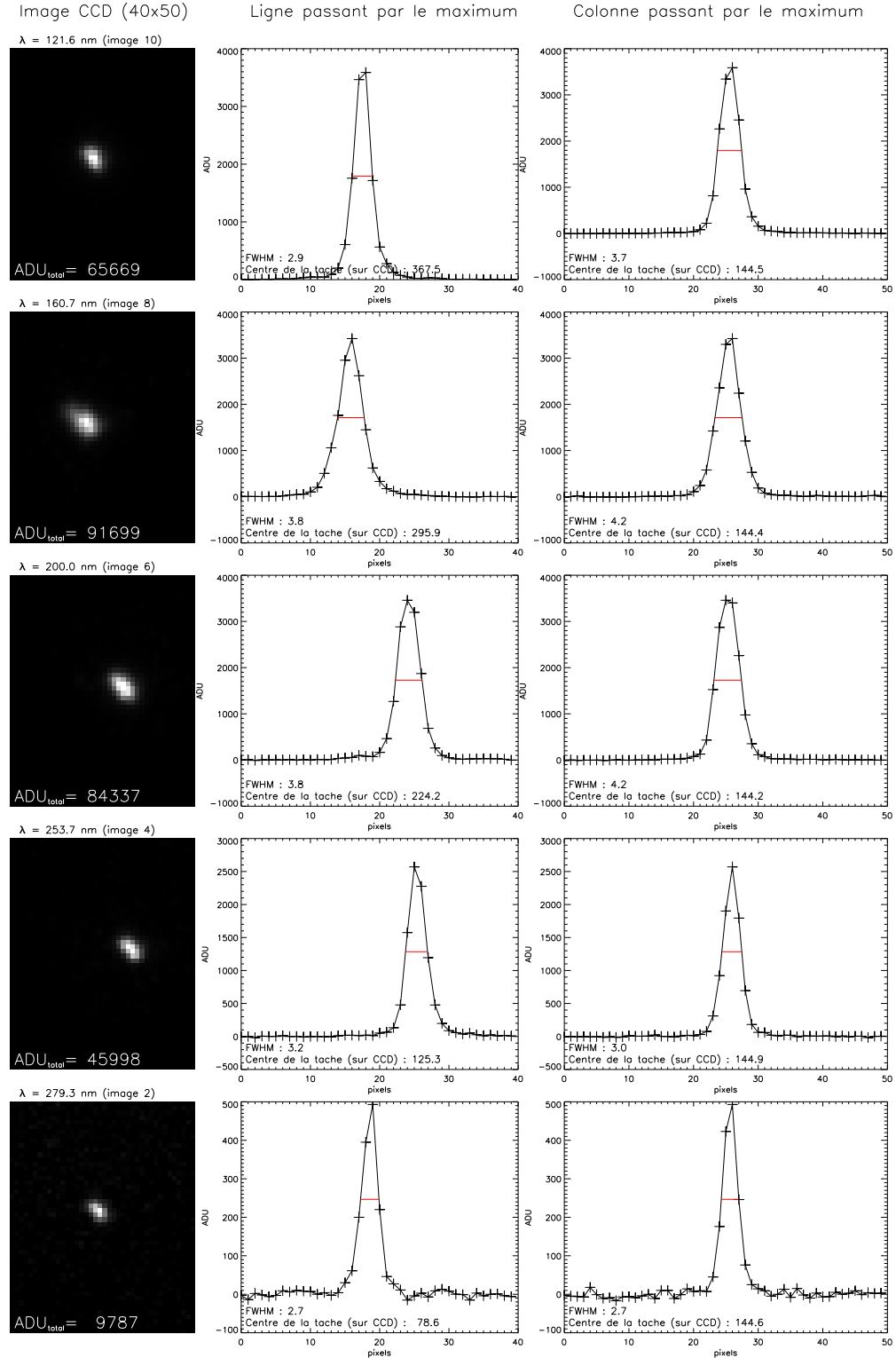


FIG. 4.20 – Image de la tache synchrotron (à gauche) enregistrée à divers longueur d'ondes avec le senseur UV MV<sub>2</sub>. Ligne (au centre) et colonne (à droite) extraites passant par le pixel d'intensité maximale. La largeur à mi-hauteur est représentée en rouge.

ligne de lumière. Les fentes du monochromateur présentaient la même ouverture que pour les mesures avec le senseur UV  $MV_1$ , à savoir  $F_e = F_s = -180$  (unité de référence décrivant les largeurs des fentes d'entrée et de sortie respectivement).

Les largeurs à mi-hauteur de la tache s'étendent de 2,7 à 4,2 pixels. La tache du faisceau est près d'1,5 fois plus petite avec ce senseur qu'avec le senseur  $MV_1$ . Son pouvoir séparateur et sa résolution spectrale sont meilleurs.

### 5.5) Astigmatisme hors axe optique ( $MV_2$ ).

Un miroir parabolique introduit un astigmatisme en dehors de son axe optique et dégrade la qualité d'image en laissant apparaître une coma. Les mesures par occultations stellaires se font sans fente au foyer du miroir et sont donc directement sensibles à ce phénomène. Nous avons mesuré son influence sur le senseur UV  $MV_2$ .

Nous avons tourné le senseur de quelques minutes d'arc<sup>10</sup> par rapport à son axe optique, dans huit directions face au faisceau à 253,7 nm, puis mesuré les largeurs à mi-hauteur comme précédemment. L'image de la figure 4.21 montre les taches reçues à tour de rôle sur le CCD (la tache du centre est celle prise le long de l'axe optique du miroir, sur la ligne 144). Les résultats sont résumés dans le tableau 4.11. Le domaine exploré couvre un carré de 40 × 40 pixels. La tache se déforme sensiblement sur ce domaine mais la focalisation reste très satisfaisante. La détérioration de la PSF ne dépasse pas un pixel. Nous remarquerons que la focalisation est meilleure sur la ligne centrale du CCD que sur la ligne supérieure ou inférieure. Ce résultat est prévisible puisque elle s'aligne avec l'axe optique du miroir et montre que la résolution spectrale est meilleure sur celle-ci. Elle est donc à privilégier lors des observations sur sources étendues (avec la fente au foyer), mais aussi lors d'observations d'étoiles. Pour ces dernières, cela dépendra directement du pointage de *Mars-Express*.

### 5.6) Étalonnage en longueur d'onde du senseur UV $MV_2$ .

L'étalonnage en longueur d'onde du senseur est réalisé de la même manière que pour le senseur  $MV_1$ . Nous établissons la correspondance entre la longueur d'onde spectrale et le numéro des colonnes de la matrice du CCD en mesurant le centre géométrique des taches du faisceau synchrotron sur le CCD.

Ces positions ont été calculées et recensées par longueur d'onde dans le tableau 4.12. L'image de la figure 4.22 est une reconstitution d'une bande de 384 pixels (pleine largeur) par 50 pixels de l'image CCD complète, à partir des enregistrements en mode fenêtre de 40 × 50 pixels. Elle montre les positions du faisceau synchrotron à 121,6 nm, 160,7 nm, 200,0 nm, 253,7 nm et 279,3 nm (de droite à gauche). Sur cette reconstitution, l'intensité des taches est normalisée pour être chaque fois la même.

La courbe d'étalonnage obtenue pour ce senseur est présentée figure 4.23. Les croix noires représentent les mesures, la ligne rouge la droite au sens des moindres carrés. Le senseur couvre la bande spectrale de 112,6 à 322,2 nm. Chaque pixel s'étend sur 545 nm. Le schéma optique définissait une résolution de 0,547 nm par pixel et une couverture spectrale de 110 à 320 nm.

<sup>10</sup>Sous une focale de 120 mm, un pixel de 23 µm couvre un champ de 0,011°, ou  $1,92 \times 10^{-4}$  radian, ou encore 39,53 secondes d'arc.



ligne / colonne	106	126	146
166	2,7 / 3,9	3,1 / 3,3	3,5 / 2,8
144	2,6 / 4,2	3,0 / 3,3	3,4 / 2,6
123	2,9 / 3,4	3,2 / 2,9	3,6 / 2,7

TAB. 4.11 – Mesure de la focalisation en divers points du champ : largeurs à mi-hauteur mesurées sur les lignes et les colonnes à 253,7 nm. Les valeurs sont exprimées en pixels.

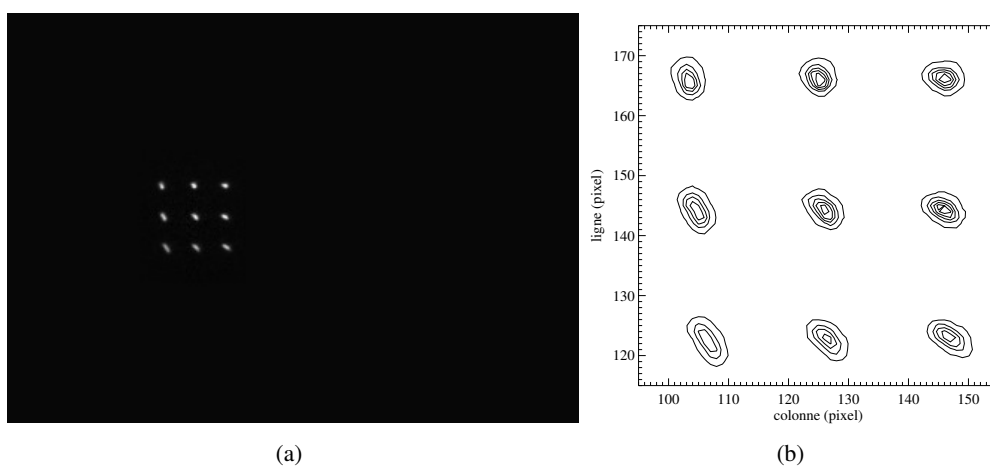


FIG. 4.21 – (a) : Image CCD complète présentant l'enregistrement superposé des 9 taches du faisceau à 253,7 nm. Le capteur a été tourné de quelques minutes d'arc dans huit directions autour de l'axe optique de l'instrument. (b) : Courbes d'isovaleurs sur le champ exploré.



FIG. 4.22 – Reconstitution d'une bande CCD de 384 pixels (pleine largeur)  $\times$  50 pixels à partir d'enregistrements en mode fenêtre de 40  $\times$  50 pixels, marquant les positions du faisceau synchrotron à (de droite à gauche) 121,6 nm, 160,7 nm, 200,0 nm, 253,7 nm et 279,3 nm pour le capteur UV MV<sub>2</sub>. L'intensité des taches est normalisée pour être chaque fois la même.

images	$\lambda$	ligne CCD	colonne CCD
9-10	121,6	144,5	367,5
7-8	160,7	144,4	295,9
5-6	200,0	144,2	224,2
3-4	253,7	144,9	125,3
1-2	279,3	144,6	78,6

TAB. 4.12 – Position absolue de la tache synchrotron sur le CCD à diverses longueurs d'ondes. La valeur des lignes et colonnes, déterminée par le centre géométrique de la tache, est fractionnaire.

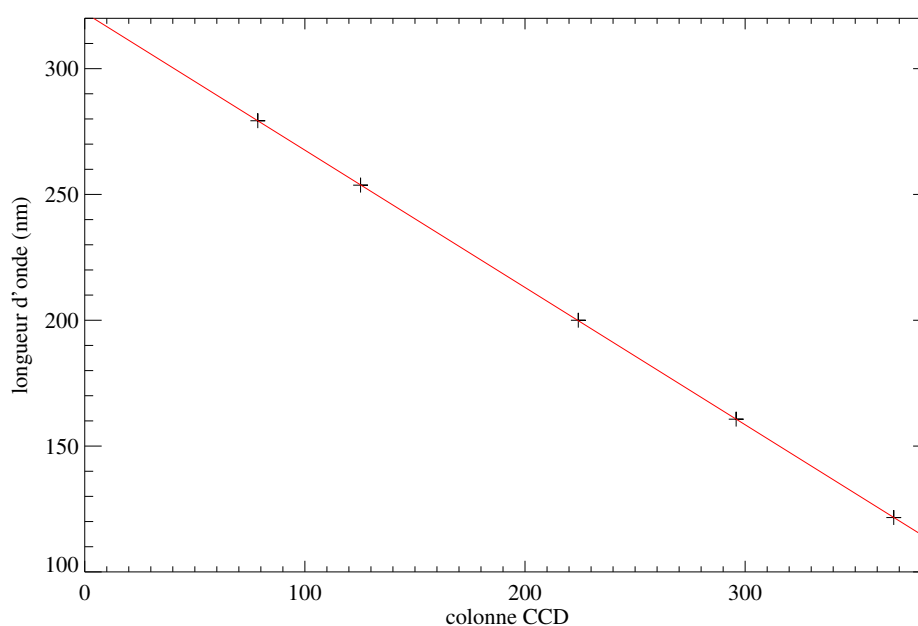


FIG. 4.23 – Courbe d'étalonnage en longueur d'onde du capteur UV MV<sub>2</sub>. Les croix noires représentent les mesures. La courbe rouge est une droite au sens des moindres carrés. La pente vaut -0,545 nm/pixel. La déviation standard vaut 0,10 nm.

La résolution du spectromètre est là encore correcte et témoigne de la bonne orientation du réseau sur l'axe optique. La bande spectrale couverte est également juste, on notera cependant toujours un décalage de deux nanomètres en direction des ultraviolets lointains.

### 5.7) Position de la lame de saphir (MV<sub>2</sub>).

De même que pour le senseur UV MV<sub>1</sub>, le bord de la lame de saphir peut être retrouvé en observant l'ordre zéro du monochromateur. La même étude que précédemment est présentée pour ce senseur par la figure 4.24. Nous constatons de nouveau un pic dans la valeur de la largeur à mi-hauteur mesurée sur les colonnes (graphique du centre) et une discontinuité dans la position verticale du centre du profil mesuré sur les colonnes (graphique du bas). Le premier est plus prononcé sur ce senseur que pour le senseur MV<sub>1</sub>, le second l'est moins. Ceci résulte de la meilleure focalisation du senseur MV<sub>2</sub> qui forme une PSF plus compacte. Néanmoins, la position du bord de la lame est retrouvée de la même façon face à la colonne 295. Un léger déplacement vertical du spectre de 0,25 pixel est détecté à la colonne 353 dont l'origine n'est pas connue.

## 6) Estimation photométrique des mesures en orbite martienne

Les étalonnages réalisés vont maintenant nous permettre d'estimer le signal que l'instrument est en mesure de fournir. Nous allons nous concentrer sur le mode d'occultation solaire. En 2001, ce calcul révélait qu'il fallait atténuer le flux solaire pour ne pas saturer le CCD.

La source de lumière utilisée pour ce mode est le Soleil. Considérons la densité de puissance radiative surfacique du Soleil au niveau de la Terre,  $dP_S^{\text{Terre}}(\lambda)$ , proposée par la base de donnée *Solspec*. Nous la ramenons dès à présent au niveau de l'orbite de Mars par le rapport des distances respectives au carré, en considérant le rayon de l'orbite martienne moyen  $R_{\text{orbite}}^{\text{Mars}} = 1,5337 \text{ UA}$ ,

$$dP_S^{\text{Mars}}(\lambda) = dP_S^{\text{Terre}}(\lambda) \times \frac{R_{\text{orbite}}^{\text{Terre}}^2}{R_{\text{orbite}}^{\text{Mars}}^2} \quad (\text{ph/s/cm}^2/\text{nm}). \quad (4.53)$$

La fonction est représentée sur le premier graphique de la figure 4.25 pour le domaine spectral du senseur UV.

Il est exclu de regarder directement le Soleil avec *Spicam-Light* : l'instrument serait ébloui, ainsi que les autres instruments optiques de *Mars-Express*, *HRSC*, *Omega*, *PSF*, qui sont alignés avec *Spicam-Light* selon l'axe +Z du satellite. Pour les observations en occultations solaires, *Spicam-Light* est pourvu d'une entrée latérale dans le plan XY à 30° de l'axe +Y. La lumière solaire entre dans l'instrument par une ouverture transversale et traverse un trou calibré de 2 mm de diamètre. La densité de puissance radiative qui traverse ce diaphragme s'exprime, lorsque l'instrument est en orbite martienne, par la relation

$$dP_S^{\text{entrée sol.}}(\lambda) = dP_S^{\text{Mars}}(\lambda) \times \pi \times \frac{d_{\text{entrée sol.}}^2}{4} \quad (\text{ph/s/nm}), \quad (4.54)$$

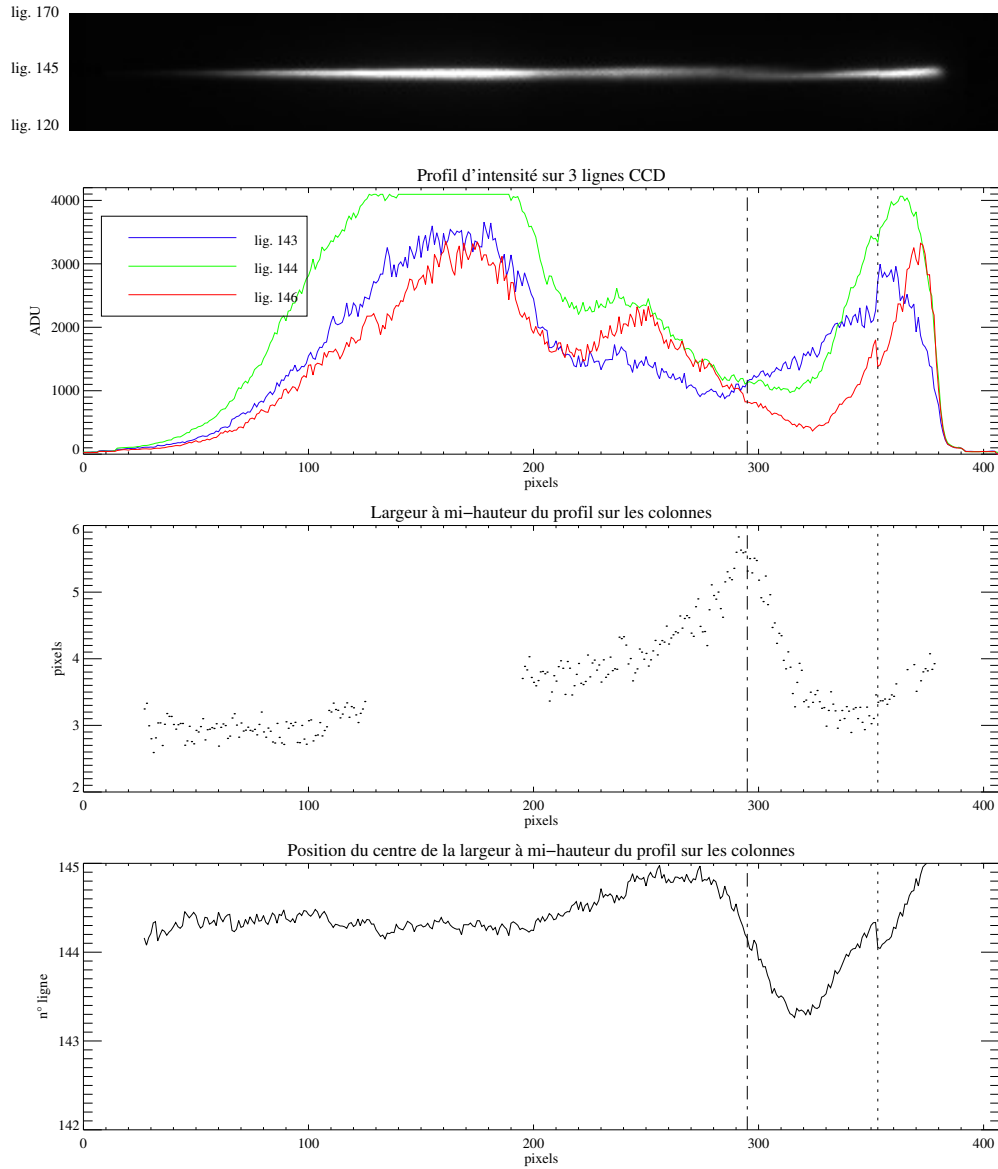


FIG. 4.24 – Position de la lame de saphir sur le senseur UV MV<sub>2</sub>. De haut en bas : image spectrale du faisceau synchrotron enregistrée lorsque le monochromateur présent sur la ligne de lumière est placé sur l'ordre zéro ; intensité du signal le long de trois lignes ; largeur à mi-hauteur du signal mesurée sur les colonnes ; position du centre du profil vertical mesuré sur les colonnes.

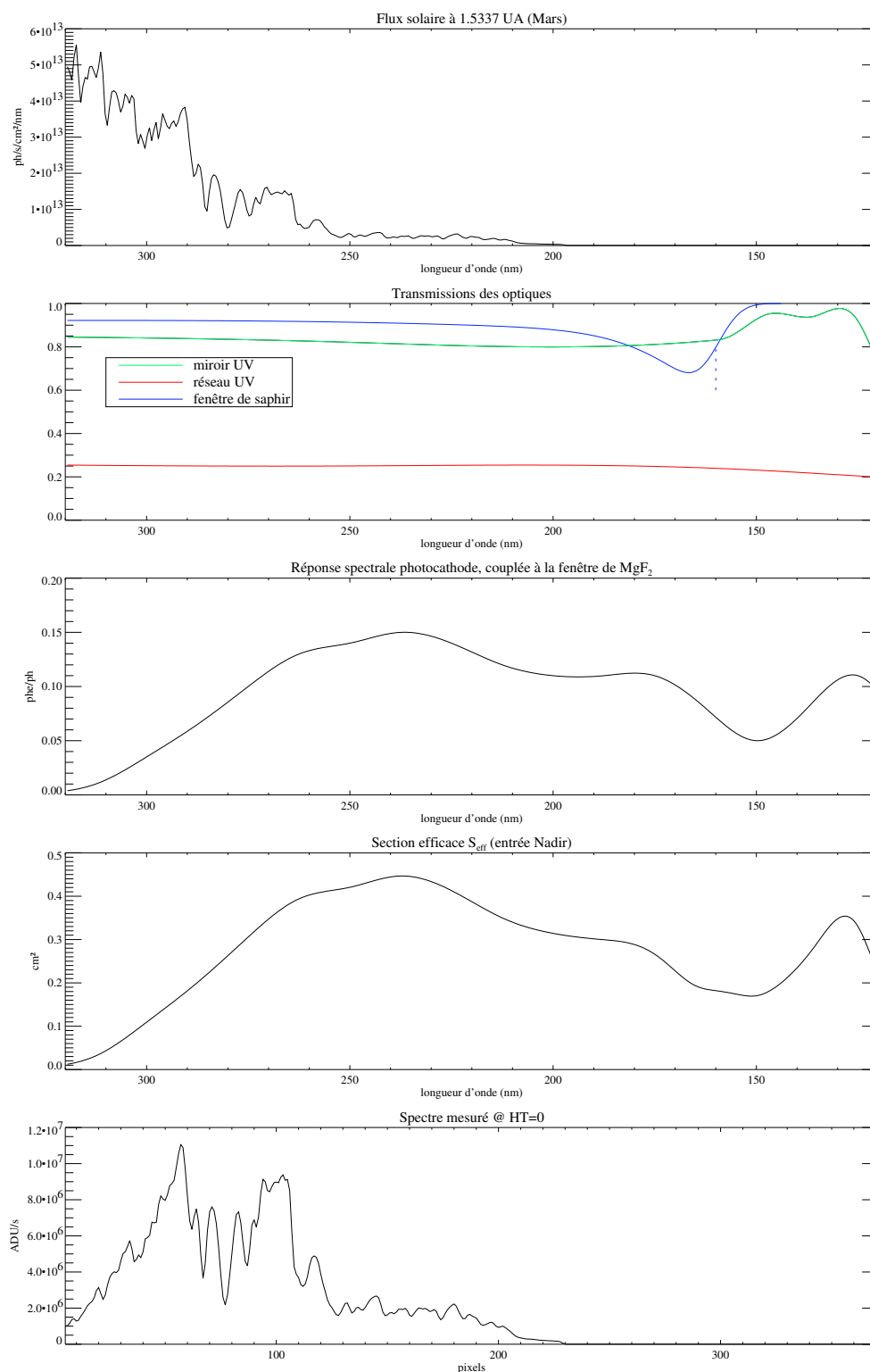


FIG. 4.25 – Flux solaire au niveau de l'orbite martienne, d'après la base de données *Solspec* ; transmission des optiques de l'instrument UV ; réponse spectrale de la photocathode ; section efficace de l'entrée *Nadir*, en  $\text{cm}^2$  ; estimation du spectre solaire enregistré au gain le plus faible de l'intensificateur, en ADU/s.

où  $d_{\text{entrée sol.}}$  représente de diamètre du trou calibré.

La lumière subit alors deux réflexions avant d'atteindre la fente d'entrée, une première sur le petit miroir plan dédié puis une seconde sur le miroir UV parabolique principal. Ces deux réflexions entraînent la perte de quelques photons. La densité de puissance radiative qui atteint la fente au foyer du miroir est donc un peu plus faible qu'à l'entrée de l'instrument. Elle s'exprime

$$dP_S^{\text{fente}}(\lambda) = dP_S^{\text{entrée sol.}}(\lambda) \times T_{M \text{ sol.}} \times T_M(\lambda) \quad (\text{ph/s/nm}), \quad (4.55)$$

où  $T_{M \text{ sol.}}$  est la réflectivité du miroir solaire que nous estimerons à 0,8 (celle d'une aluminure) et  $T_M(\lambda)$  la réflectivité du miroir UV que nous avons déterminée au paragraphe 3.

Au niveau de la fente, une image du Soleil se forme au foyer du miroir. Le rayon de cette image s'exprime

$$R_{\text{image}}^{\text{fente}} = \tan \theta_S^{\text{Mars}} \times f_M, \quad (4.56)$$

où  $\theta_S^{\text{Mars}}$  est le rayon apparent du Soleil vu depuis Mars et  $f_M$  la focal du miroir UV. Sur Terre, le rayon apparent du Soleil mesure 15 minutes d'arc ; sur Mars, compte tenu du rapport des distances, il vaut 9,78 minutes d'arc. La distance focale du miroir vaut 120 mm. Le rayon de l'image du Soleil au foyer du miroir mesure ainsi 0,341 mm. La fente fine est beaucoup plus fine puisqu'elle mesure 0,050 mm. Elle correspond à la largeur de 2 pixels du CCD. La configuration correspond bien à l'observation d'une source étendue. On appellera  $dp_S^{\text{fente}}(\lambda)$  la densité de puissance radiative par unité de surface dans le plan de la fente. Elle s'exprime tout naturellement

$$dp_S^{\text{fente}}(\lambda) = \frac{dP_S^{\text{fente}}(\lambda)}{\pi R_{\text{image}}^{\text{fente}^2}} \quad (\text{ph/s/nm/mm}^2 \text{ d'image}). \quad (4.57)$$

Comme le réseau reproduit une image (diffractée) de la fente d'entrée en vraie grandeur sur la photocathode, et que cette grandeur est conservée jusqu'au CCD, nous pouvons raisonner sur la dimension d'un pixel dès la fente d'entrée. Considérons donc une fente d'entrée de même dimensions qu'un pixel du CCD. Une telle fente forme un spectre sur la photocathode du détecteur UV qui s'exprime, une fois intégrée sur la largeur d'un pixel, en ph/s/pixel par la relation

$$\tilde{S}^{\text{phot.}}(\lambda) = dp_S^{\text{fente}}(\lambda) \times a_{\text{pixel}}^2 \times T_R(\lambda) \times T_{\text{Al}_2\text{O}_3}(\lambda) \times \Delta_R, \quad (4.58)$$

où  $a_{\text{pixel}}$  correspond à la taille des pixels, ici de 23  $\mu\text{m}$ ,  $T_R(\lambda)$  à la réflectivité du réseau,  $T_{\text{Al}_2\text{O}_3}(\lambda)$  à la transmission de la fenêtre de saphir et  $\Delta_R$  à la dispersion du réseau. Cette dernière, mesurée au paragraphe 3, vaut 0,545 nm par pixel.

La fente fine de l'instrument est en réalité large de deux pixels et la fente large de vingt. Le spectre  $S^{\text{phot.}}(\lambda)$  qui s'imprime sur la photocathode présente donc une résolution deux fois ou vingt fois plus faible au prix d'un signal deux fois ou vingt fois plus important. Nous pouvons le calculer en effectuant la convolution de  $\tilde{S}^{\text{phot.}}(\lambda)$  par une fenêtre rectangulaire large de 2 ou de 20 pixels.

Ce spectre frappe alors la photocathode et parvient au CCD après une amplification du signal par la galette de micro-canaux. Au gain  $G_{\text{HT}}$  de l'amplificateur, le signal en ADU qui se forme par seconde sur une ligne du CCD s'exprime dès lors

$$S^{\text{CCD}}(\lambda) = S^{\text{phot.}}(\lambda) \times Q_{\text{phot}}^e(\lambda) \times G_{\text{HT}} \times K_{\text{dét.}} \quad (4.59)$$

Finalement, le signal qui se forme par seconde sur une ligne du CCD s'exprime

$$\begin{aligned}
 S^{\text{CCD}}(\lambda) = & dP_S^{\text{Terre}}(\lambda) \times \frac{R_{\text{orbite}}^{\text{Terre}}}{R_{\text{orbite}}^{\text{Mars}}} \times \frac{\pi d_{\text{entrée sol.}}^2}{4} \times T_{\text{M sol.}} \times T_{\text{M}}(\lambda) \times T_{\text{R}}(\lambda) \\
 & \times \frac{1}{\pi \left( \frac{R_{\text{sol.}}}{R_{\text{orbite}}^{\text{Mars}}} \times f_{\text{M}} \right)^2} \times a_{\text{pixel}}^2 \times T_{\text{R}}(\lambda) \times T_{\text{Al}_2\text{O}_3}(\lambda) \times \Delta_{\text{R}} \times \frac{l_{\text{fente}}}{a_{\text{pixel}}} \\
 & \times Q_{\text{phot}}^e(\lambda) \times G_{\text{HT}} \times K_{\text{dét}} ,
 \end{aligned} \tag{4.60}$$

et après simplification et réorganisation des termes,

$$\begin{aligned}
 S^{\text{CCD}}(\lambda) = & dP_S^{\text{Terre}}(\lambda) \\
 & \times \frac{R_{\text{orbite}}^{\text{Terre}}}{\pi R_{\text{sol.}}^2} \\
 & \times \frac{a_{\text{pixel}} \times l_{\text{fente}}}{f_{\text{M}}^2} \\
 & \times \frac{\pi d_{\text{entrée sol.}}^2}{4} \times T_{\text{M sol.}} \times T_{\text{M}}(\lambda) \times T_{\text{R}}(\lambda) \times T_{\text{Al}_2\text{O}_3}(\lambda) \times Q_{\text{phot}}^e(\lambda) \\
 & \times \Delta_{\text{R}} \times G_{\text{HT}} \times K_{\text{dét}} .
 \end{aligned} \tag{4.61}$$

On retrouve naturellement dans cette expression la présence

- de l'angle solide  $\Omega_{\text{sol.}}$  sous lequel apparaît le Soleil à 1 unité astronomique :

$$\Omega_{\text{sol.}} = 2\pi \frac{\sqrt{1 + \left( \frac{R_{\text{sol.}}}{R_{\text{orbite}}^{\text{Terre}}} \right)^2} - 1}{\sqrt{1 + \left( \frac{R_{\text{sol.}}}{R_{\text{orbite}}^{\text{Terre}}} \right)^2}} , \tag{4.62}$$

qui, après un développement limité au premier ordre, se simplifie par

$$\Omega_{\text{sol.}} \sim \pi \left( \frac{R_{\text{sol.}}}{R_{\text{orbite}}^{\text{Terre}}} \right)^2 ; \tag{4.63}$$

- de l'angle solide  $d_{\omega}$  découpé par la combinaison d'une ligne du CCD et de la fente d'entrée au foyer du miroir :

$$d_{\omega} = \frac{a_{\text{pixel}} \times l_{\text{fente}}}{f_{\text{M}}^2} ; \tag{4.64}$$

- et de la pupille de l'entrée solaire  $S_{\text{pupille}}^{\text{solaire}}$ , correspondant à la surface collectrice de l'instrument :

$$S_{\text{pupille}}^{\text{solaire}} = \frac{\pi d_{\text{entrée sol.}}^2}{4} . \tag{4.65}$$

Nous définissons par ailleurs

- la brillance  $B_{\text{Sol.}}$  du disque solaire par le rapport

$$B_{\text{Sol.}} = \frac{dP_S^{\text{Terre}}(\lambda)}{\Omega_{\text{Sol.}}} \tag{4.66}$$

qui ne dépend plus de la distance au Soleil, et

- la surface efficace  $S_{\text{eff}}$  de *Spicam-Light* par le produit

$$S_{\text{eff}} = S_{\text{pupille}}^{\text{nadir}} \times T_{\text{M}}(\lambda) \times T_{\text{R}}(\lambda) \times T_{\text{Al}_2\text{O}_3}(\lambda) \times Q_{\text{phot}}^e(\lambda) \quad (4.67)$$

qui, exprimé en  $\text{cm}^2$ , définit d'emblée la capacité de *Spicam-Light* à détecter des photons quand il est soumis à un flux exprimé en  $\text{ph}/\text{cm}^2$ . Il s'agit d'une définition classique pour les instruments d'optique, qui multiplie la pupille d'entrée à chacune des transmissions. L'expression est ici définie pour l'entrée *Nadir* de l'instrument. Lors des observations solaires, il faut la corriger en la complétant du terme  $S_{\text{pupille}}^{\text{solaire}}/S_{\text{pupille}}^{\text{nadir}} \times T_{\text{M sol.}}$ .

L'équation (4.61) trouve donc une forme plus pratique à l'usage,

$$S^{\text{CCD}}(\lambda) = B_{\text{Sol.}} \times d_{\omega} \times \left( S_{\text{eff}} \times \frac{S_{\text{pupille}}^{\text{solaire}}}{S_{\text{pupille}}^{\text{nadir}}} \times T_{\text{M sol.}} \right) \times \Delta_{\text{R}} \times G_{\text{HT}} \times K_{\text{dét}}. \quad (4.68)$$

Toutes les grandeurs nécessaires ont été définies et déterminées au paragraphe 3. Les réflectivités et les transmissions des optiques sont représenté en fonction de la longueur d'onde sur le deuxième graphique de la figure 4.25. Le troisième graphique montre la réponse spectrale de la photocathode. Le quatrième et dernier graphique correspond au signal prévu pour une ligne du CCD, en ADU par seconde, au gain le plus faible de l'amplificateur ( $G_{\text{HT}=0}=1$ ). On remarquera que le signal observé sur une ligne du CCD ne dépend pas de la distance au Soleil. La combinaison de la fente d'entrée et d'une ligne de CCD découpe en effet un angle solide constant sur le Soleil vu comme une source étendue dont la brillance est constante<sup>11</sup>. Le signal est maximal à 290 nm et vaut 11 056 000 ADU/s, au gain le plus faible de l'amplificateur ( $G_{\text{HT}=0}=1$ ). Comme le CCD possède une dynamique de  $2^{12}=4096$  niveaux d'ADU, la saturation est atteinte dès 0,4 ms de pose. La caméra, elle, ne permet pas de temps de pose inférieurs à 20 ms.

Deux solutions s'offraient pour diminuer le flux solaire d'un facteur d'au moins 50. Réduire la taille de la pupille d'entrée, nominalement de 2 mm de diamètre, ou ajouter un filtre *ad hoc*. La deuxième solution est celle préférée par le responsable de *Spicam-Light*, Jean-Loup Bertaux, car la première aurait amené de la diffraction et aurait brouillé l'image du Soleil au foyer de la parabole. La société REOSC s'est ainsi vu confier la réalisation d'un filtre de faible transparence atténuant davantage la lumière à 300 nm qu'à 200 nm. Le filtre fut interposé près du diaphragme de 2 mm, évitant ainsi la saturation. Il a cependant l'inconvénient de ne rien transmettre à 121,6 nm, ce qui est dommage car le Soleil présente une raie *Lyman*  $\alpha$  intense qui permettrait de mesurer le dioxyde de carbone à plus haute altitude en occultation solaire.

## 7) Performances en vol

Ayant rejoint mon poste de Directeur du Planétarium de Strasbourg en septembre 2003, je n'ai pas pu participer aux premières observations de *Spicam-Light* sur *Mars-Express*. Néanmoins, il m'a paru utile de donner ici quelques exemples typiques des spectres recueillis par l'instrument sur des sources variées, pour illustrer les capacités

<sup>11</sup>Nous supposons ici la brillance du Soleil uniforme en négligeant l'atténuation du centre à son bord.



instrumentales. J'ai bénéficié pour cela de l'aimable coopération de l'équipe *Spicam* du Service d'Aéronomie, en particulier de Jean-Loup Bertaux, d'Éric Quémerais, d'Aurélié Réberac et d'Emmanuel Dimarellis.

### 7.1) Spectre d'étoile

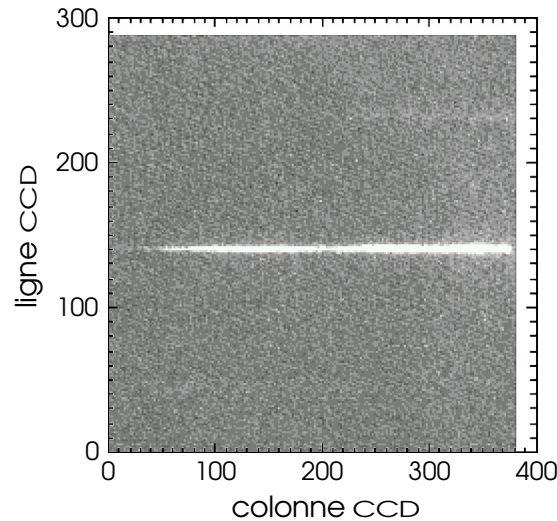


FIG. 4.26 – Image spectrale d'une étoile obtenue pendant la croisière. Les longueurs d'ondes sont croissantes de droite à gauche.

Pendant la croisière de la Terre à Mars, du 2 juin au 24 décembre 2003, les opérations des instruments étaient assez limitées. L'équipe a pu cependant observer quelques étoiles. L'attitude de la sonde *Mars-Express* étant figée à sa demande avec son axe  $+Z$  dans la direction d'une étoile, elle a utilisé le senseur UV, fente escamotée et le CCD dans le mode Z pour obtenir une image complète du CCD par paquets successifs de 5 lignes. La figure 4.26 représente l'image spectrale ainsi obtenue : la bande brillante horizontale est la trace du spectre de l'étoile sur le détecteur.

On constate sur cette figure que le spectre se trouve très proche du centre du CCD, le long de la ligne 144. Par contre, en repérant sur le spectre recueilli la position d'une raie d'absorption connue de l'étoile, en l'occurrence la raie *Lyman  $\alpha$* , on constate que le spectre se trouve décalé vers les grands  $n^\circ$  de pixels (les courtes longueurs d'ondes), ce qui signifie que l'axe optique de *Spicam-Light* est décalé d'environ  $0,3^\circ$  dans le plan  $YZ$  de *Mars-Express*<sup>12</sup>. Cet écart mécanique ne correspond pas exactement à ce qui avait été mesuré au sol avec les cubes d'alignement, possiblement à la suite des vibrations subies au lancement. Il a naturellement été tenu compte de cet offset mécanique de *Spicam-Light* par rapport au système d'axes  $X,Y,Z$  de *Mars-Express* pour les observations ultérieures.

La figure 4.27 montre le spectre de l'étoile  $\zeta$  *Puppis* observé depuis l'orbite martienne, mais cette fois suivant le mode *E*, c'est-à-dire en regroupant plusieurs lignes

<sup>12</sup>Les lignes du CCD du senseur UV sont parallèles à l'axe  $Y$  de *Mars-Express*, et les colonnes à l'axe  $X$ .

adjacentes du CCD en une seule lecture par *binning* électronique, pour former 5 bandes contiguës de lecture. La figure ne présente ici que la bande centrale. Cependant, la lumière de l'étoile ne se concentre pas en totalité dans une seule bande. Nous observons de la lumière ailleurs sur le détecteur. La figure 4.28 représente sous forme d'iso-contours et par un codage couleur la distribution de cette lumière, par interpolation linéaire sur les 5 bandes de mesure, numérotées de 0 à 4 en ordonnées. Nous retrouvons une partie de la lumière en dehors de la bande centrale, qui mesure pourtant plusieurs lignes, principalement dans les deux bandes qui la jouxtent. Cette lumière provient certainement de l'étoile, mais les photons ne parviennent pas tous à leur place assigné par le schéma optique nominal. Cette lumière parasite est qualifiée de *parasite interne*, car les photons viennent de la source nominale, l'étoile, et non d'un autre point du champ. L'origine de cette lumière parasite est sans doute multiple. Elle proviendrait

- des aberrations du réseau, dont l'image d'un point se disperse pour une longueur d'onde donnée davantage en hauteur que dans la direction spectrale, par conception du réseau holographique toroïdal ;
- des aberrations du miroir parabolique *off axis* ;
- de la diffusion par les surfaces du miroir et du réseau ;
- possiblement, de la diffusion dans le détecteur lui-même.

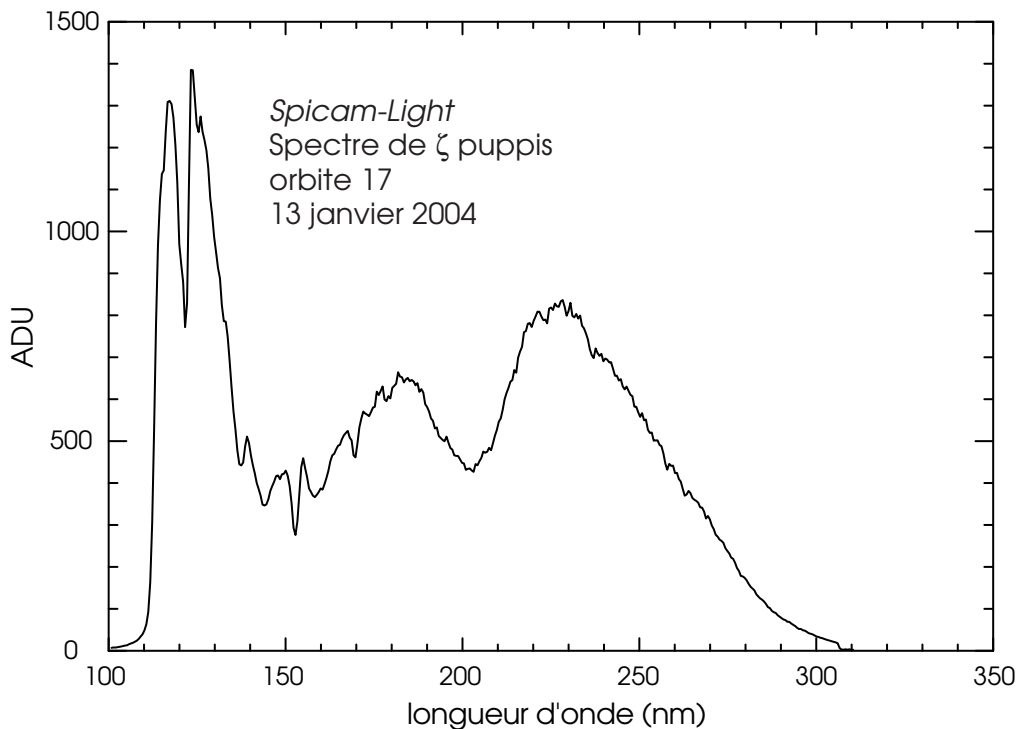


FIG. 4.27 – Spectre de l'étoile  $\zeta$  Puppis observée après son lever au cours de l'orbite 17, le 13 janvier 2004. Ce spectre correspond à la moyenne d'environ 100 mesures de 0,64 s. Au gain utilisé, 1 ADU correspond à 1,5 photoévénement. Le courant d'obscurité est retranché. En abscisse, la longueur d'onde est obtenue en recalant le spectre avec la raie d'absorption *Lyman  $\alpha$*  (121,6 nm).

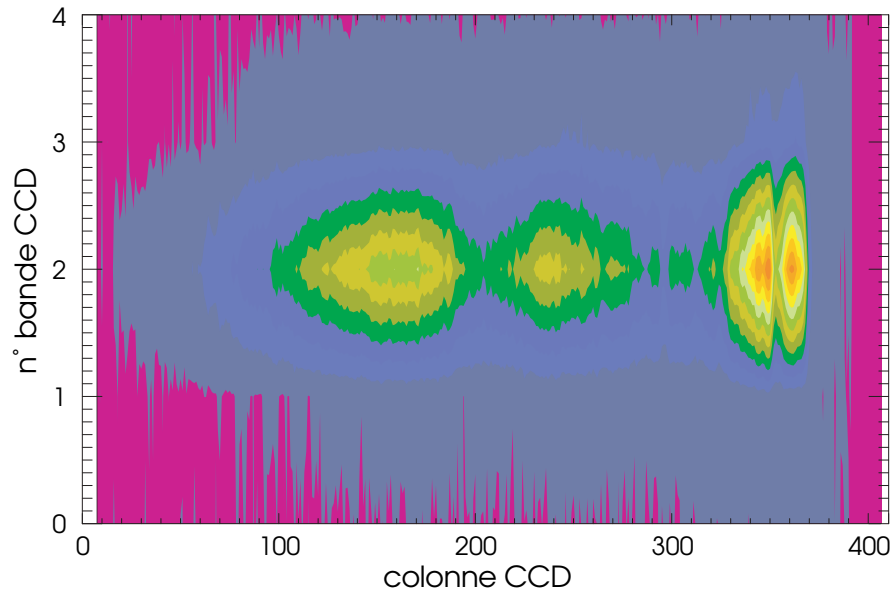


FIG. 4.28 – Distribution de la lumière sur le détecteur pour le spectre d’une étoile par un codage couleur de l’intensité. En abscisse, le n° des pixels. En ordonnée, le n° des bandes de mesure. Entre chaque bandes, les valeurs sont obtenues par interpolation linéaire.

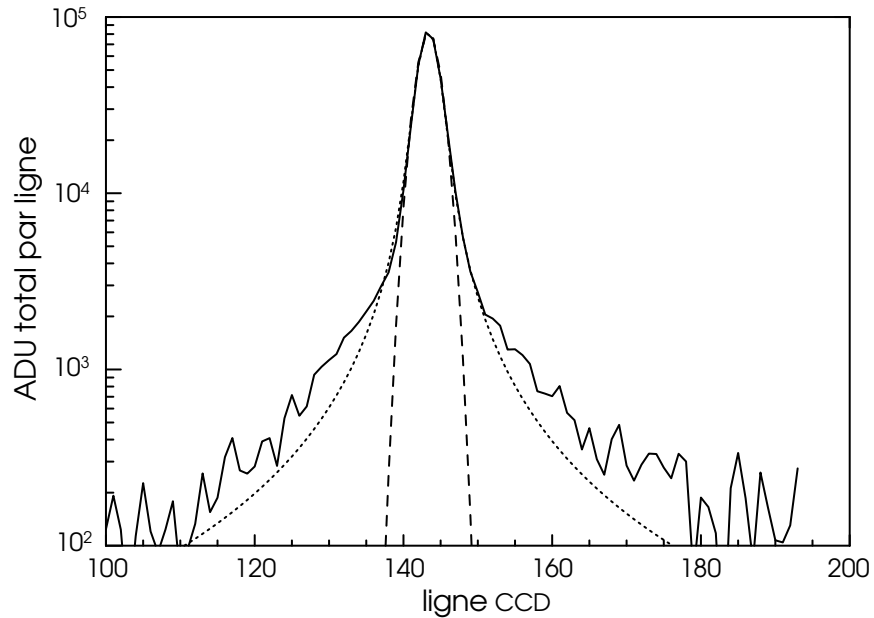


FIG. 4.29 – Distribution de la lumière sur le détecteur pour le spectre d’une étoile obtenu en mode *image* (celle de la figure 4.26). En abscisse, le n° de ligne du CCD. En ordonnée, l’intégrale des ADU obtenus sur chaque ligne de CCD. Le spectre est globalement centré sur les lignes 143–144, correspondant au centre du CCD. La lumière parasite s’étend sur plusieurs dizaines de lignes avec un niveau de plus en plus faible. En tirets, la gaussienne ajustée ; en pointillés, la lorentzienne ajustée.

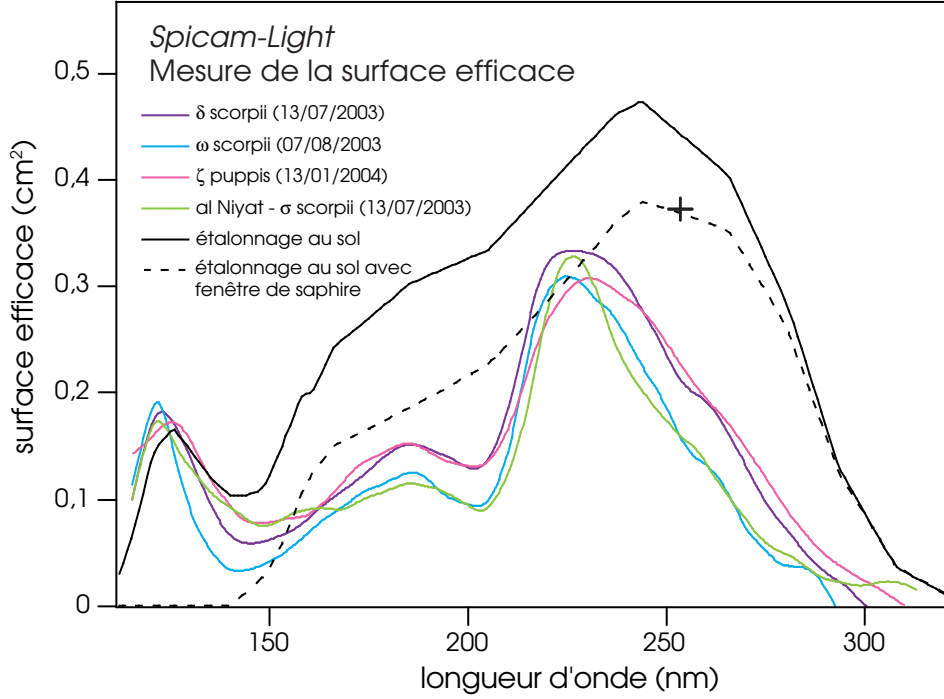


FIG. 4.30 – Surface efficace  $S_{\text{eff}}$  de *Spicam-Light* en fonction de la longueur d'onde. Les observations des quatre étoiles montrent un résultat un peu différent comparées aux estimations issues des étalonnages au sol sur les deux régions du détecteur : avec la lame de saphir et sans la lame de saphir.

## 7.2) Étalonnage absolu en vol

La technique d'occultation, quelle soit stellaire ou solaire, ne nécessite pas de connaître l'étalonnage absolu du senseur. Par contre, ce n'est plus vrai pour les autres modes d'observations, comme les observations au limbe ou au nadir, qui reposent sur des mesures d'intensité. L'observation d'étoiles brillantes et chaudes permet d'obtenir un étalonnage absolu de *Spicam-Light* en vol. En effet, les étoiles ont été mesurées par un certain nombre d'expériences spatiales, et notamment IUE (*International Ultraviolet Explorer*).

### Surface efficace de *Spicam-Light*

Quand *Spicam-Light* est orienté vers une étoile, il recueille son flux spectral  $F_{\text{star}}$ , que l'on exprime en  $\text{ph}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{nm})$ . Sur la photocathode du détecteur, il se forme des photoévénements de façon indépendante, ce qui permet de travailler sur leur statistique. Le nombre  $N_{\text{phe}}$  de photoévénements par nm de spectre stellaire créé chaque seconde s'exprime

$$N_{\text{phe}} = F_{\text{star}} \times S_{\text{pupille}}^{\text{nadir}} \times T_{\text{M}} \times T_{\text{R}} \times T_{\text{Al}_2\text{O}_3} \times Q_{\text{CCD}}^e, \quad (4.69)$$

où

–  $F_{\text{star}}$  est le flux spectral de l'étoile, exprimé en  $\text{ph}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{nm})$  ;

- $S_{\text{pupille}}^{\text{nadir}}$  est la surface de la pupille d'entrée de *Spicam-Light* en visée nadir ( $4 \times 4 = 16 \text{ cm}^2$ ) ;
- $T_M$  est le pouvoir de réflexion du miroir parabolique ;
- $T_R$  est le pouvoir de réflexion du réseau toroïdal ;
- $T_{\text{Al}_2\text{O}_3}$  est la transmission de la lame de saphir ;
- $Q_{\text{CCD}}^e$  est le rendement quantique de l'intensificateur d'image, comprenant la transmission de lame de  $\text{MgF}_2$ .

Les grandeurs  $F_{\text{star}}$ ,  $T_M$ ,  $T_R$ ,  $T_{\text{Al}_2\text{O}_3}$  et  $Q_{\text{CCD}}^e$  dépendent de la longueur d'onde.

Nous avons défini précédemment la surface efficace  $S_{\text{eff}}$  de l'instrument par le produit

$$S_{\text{eff}} = S_{\text{pupille}}^{\text{nadir}} \times T_M(\lambda) \times T_R(\lambda) \times T_{\text{Al}_2\text{O}_3}(\lambda) \times Q_{\text{CCD}}^e(\lambda), \quad (4.70)$$

qui dépend donc de la longueur d'onde, mais ne dépend pas de la haute tension appliquée au détecteur. Le nombre d'ADU par photoévénements dépend lui du niveau de haute tension, et est représenté par les facteurs  $K_{\text{dét.}} \times G_{\text{HT}}$ . Aussi, le nombre  $N_{\text{ADU}}$  lu après exposition de durée  $dt$  sur un pixel correspondant à un intervalle de longueur d'onde  $d\lambda$  s'exprime

$$N_{\text{ADU}} = F_{\text{star}} \times S_{\text{eff}} \times K_{\text{dét.}} \times G_{\text{HT}} \times dt \times d\lambda. \quad (4.71)$$

Nous pouvons donc déduire la section efficace  $S_{\text{eff}}$  de *Spicam-Light* de l'équation (4.71) en comparant le flux  $F_{\text{star}}$  donné par la base de données IUE pour une étoile au nombre d'ADU mesuré par *Spicam-Light* quand il observe cette étoile.

La figure 4.30 représente le résultat de cet exercice pour quatre étoiles différentes. Les résultats sont très semblables. La section efficace  $S_{\text{eff}}$  est le principal paramètre définissant la sensibilité radiométrique de *Spicam-Light*. Il s'agit d'une définition classique pour les instruments d'optique en recherche spatiale.

- Les deux courbes noires (trait plein et tirets) sont obtenues en multipliant les pouvoirs de réflexion du miroir, du réseau et de la lame de saphir mesurés au Service d'Aéronomie avant le décollage, et du rendement quantique de la photocathode mesuré par son constructeur. La section efficace mesurée pour le senseur  $\text{MV}_2$  d'après l'étude avec le rayonnement synchrotron de l'IAS (§ 4.2), mais en utilisant la valeur ADU/phe déterminé par la méthode statistique (§ 4.2), vaut  $0,37 \text{ cm}^2$  à  $253,7 \text{ nm}$ , coïncidant parfaitement avec la courbe noire en tirets.
- Les quatre courbes issues des mesures sur étoiles sont très semblables. Leurs différences renseignent sans doute sur la dispersion des erreurs dans l'étalonnage de la base de l'IUE d'une étoile à l'autre.
- La section efficace mesurée en vol est plus faible que l'estimation au sol. La différence peut s'expliquer par le fait que c'est le senseur UV  $\text{MV}_1$  qui vol finalement sur *Mars-Express*, et que les courbes déduites des mesures au sol concernent le modèle  $\text{MV}_2$ . En particulier, nous avons considéré la courbe constructeur du rendement quantique de la photocathode. Les photocathodes des deux modèles n'ont pas tout à fait la même efficacité, et pour les longueurs d'ondes supérieures à  $250 \text{ nm}$ , ce sont leurs variations qui dominent. Or à ces longueurs d'ondes, le rendement quantique de la photocathode du senseur  $\text{MV}_1$  s'effondre plus vite que celui du senseur  $\text{MV}_2$ . Le détecteur de vol est donc plus *solar blind* que le détecteur prévu, ce qui est plutôt un bienfait en l'occurrence, car cela

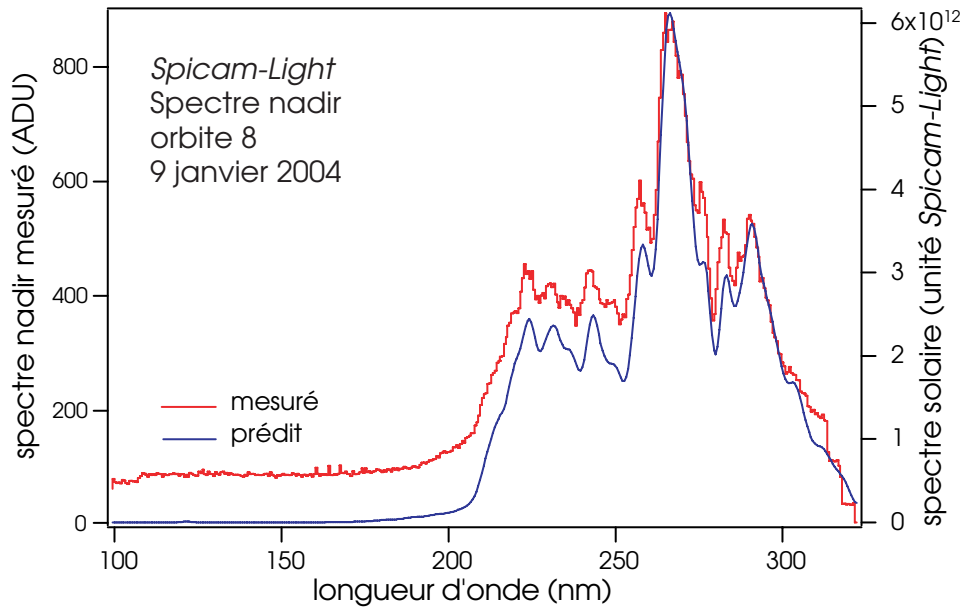


FIG. 4.31 – Spectre mesuré au nadir par *Spicam-Light* au voisinage de l'équateur à la première observation en orbite (en rouge, moyenne sur 16 secondes), comparé à une prédiction du spectre solaire qui serait vu par *Spicam-Light* (en bleu).

atténue la dynamique importante du flux solaire, qui augmente beaucoup à au delà de 250 nm.

- Le pic à 120–130 nm est dû aux caractéristiques du rendement quantique de la photocathode de  $CsTe$  de l'intensificateur r. La dépression observée autour de 200 nm est d'origine inconnue.
- On ne voit pas dans les spectres stellaires du senseur UV de transition nette à l'endroit du bord de la lame de saphir, positionné à 160 nm. La cathode de l'intensificateur d'image est déposée sur la face interne de la fenêtre de  $MgF_2$ , de 4 mm d'épaisseur, alors que la lame de saphir est apposée sur sa face extérieure. Du réseau au détecteur, le faisceau est ouvert à  $f/3$ , et une région d'environ 1,3 mm de la photocathode, correspondant à 60 pixels du CCD, voit le réseau partiellement à travers la lame de saphir, et partiellement à côté de la lame de saphir. Ceci explique la transition douce entre les deux régimes.

### 7.3) Spectres au nadir

*Spicam-Light* mesure du côté jour en direction du nadir le spectre de la lumière solaire rétrodiffusée par le sol de Mars, l'atmosphère et les aérosols en suspension<sup>13</sup>. La figure 4.31 représente un spectre typique mesuré par le senseur UV dès la première orbite de son fonctionnement, sur une bande de 2 lignes du CCD en mode *binning* progressif. Le niveau de haute tension qui alimentait l'intensificateur était choisi pour que, combiné au temps de pose maximum de 0,64 s, le CCD ne se retrouve pas saturé, compte tenu des estimations en sensibilité et considérant un albédo UV du sol de

<sup>13</sup>Y compris d'éventuelles particules nuageuses de glace d'eau ou de  $CO_2$

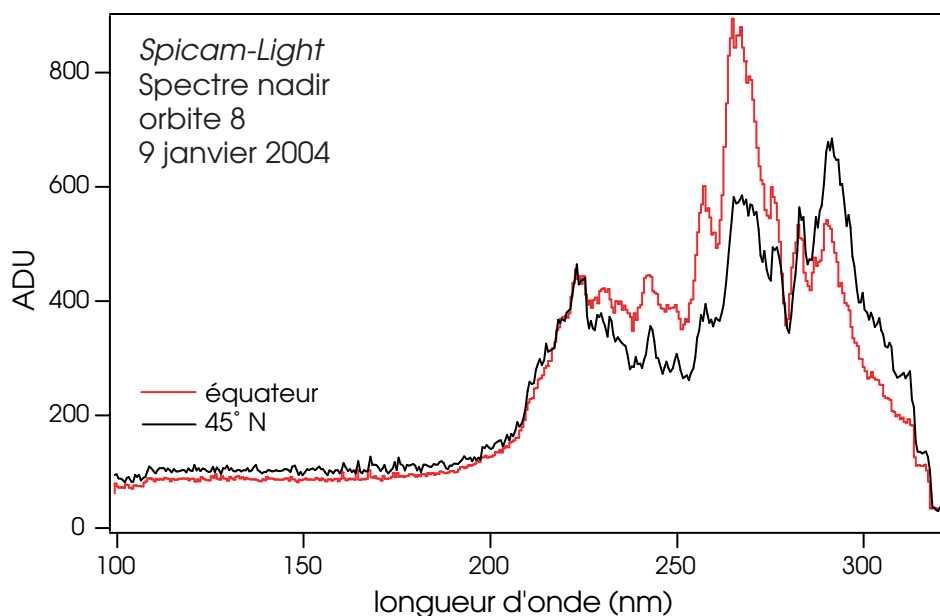


FIG. 4.32 – Comparaison de deux spectres moyennés recueillis vers l'équateur (en rouge) et vers 45° de latitude nord (en noir). Les accidents spectraux sont similaires, mais le rapport entre les deux courbes n'est pas constant : l'albédo de Mars a varié.

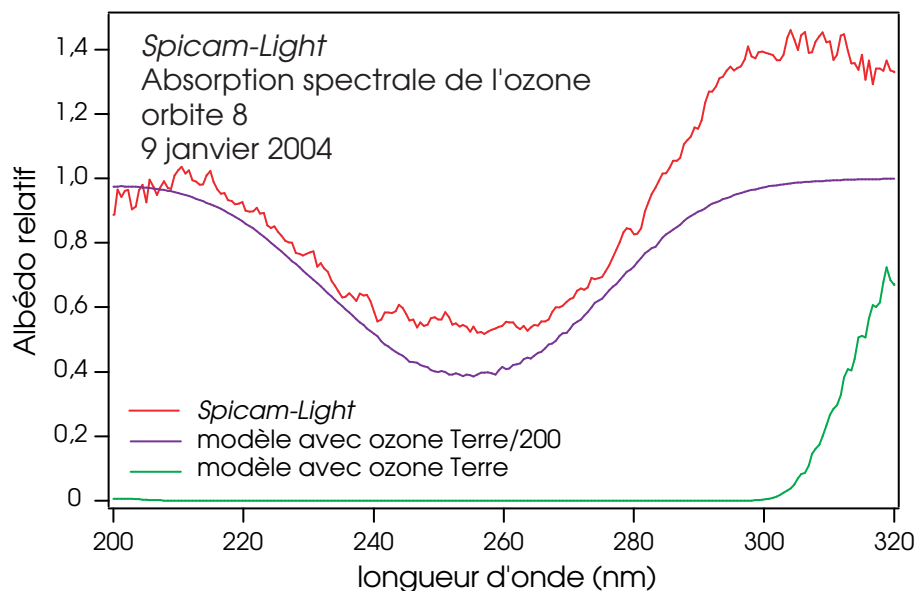


FIG. 4.33 – En rouge : albédo relatif, construit comme le rapport du spectre moyen à l'équateur par celui à 45° de latitude nord. En bleu : modèle de l'absorption spectrale de l'ozone pour une quantité d'ozone 200 fois plus faible que sur Terre. En vert : modèle pour la quantité terrestre d'ozone, qui illustre le rôle protecteur de l'ozone vis à vis des ultraviolets solaires sur terre, pratiquement inexistant sur Mars.

Mars estimé à 3%. Le niveau du signal atteignait au maximum 820 ADU, alors que la saturation est à 4095 ADU. La prédiction était satisfaisante. La figure présente aussi un spectre solaire calculé qui serait observé si le senseur UV regardait directement le soleil. Les deux spectres présentent une extrême similitude. Presque toute la structure observée au nadir provient du spectre solaire. En dessous de 180 nm, le signal de *Spicam-Light* de 100 ADU est formé en réalité des seuls courant d'obscurité et de l'offset du CCD.

Au cours de l'orbite 8, au voisinage du péricentre, la sonde se dirigeait du sud vers le nord. La figure 4.32 compare le spectre moyen obtenu vers l'équateur avec celui obtenu vers 45° de latitude nord. Les accidents spectraux présentent une grande similitude, mais nous distinguons une variation du rapport des spectres, illustrées sur la figure 4.32 après soustraction du courant d'obscurité et de l'offset.

Après soustraction du courant d'obscurité, les deux spectres sont divisés l'un par l'autre pour obtenir un albédo relatif entre ces deux régions. Il s'agit d'une méthode déjà employée pour l'analyse des résultats de la sonde *Mariner 9* [Barth et al.]. Les accidents spectraux dûs au Soleil disparaissent presque complètement. Il apparaît très nettement la signature de l'ozone, avec la grande dépression centrée sur 250 nm. En supposant qu'il n'y avait pas d'ozone à basse latitude, on déduit directement de la profondeur de la dépression la quantité verticale d'ozone à 45° de latitude Nord. Le rapport des deux spectres présente également une pente générale, l'albédo relatif augmentant avec la longueur d'onde. Cette augmentation est interprétée par l'équipe *Spicam-Light* comme résultant de la présence de glace d'eau ou de dioxyde de carbone sur le sol à 45° de latitude nord. C'était en effet encore l'hiver pour l'hémisphère nord, deux mois avant l'équinoxe de printemps (4 mars 2004).

### Spectres au voisinage de la calotte polaire Sud

La calotte polaire sud permanente, qui persiste au plus fort de l'été austral, se signale par son albédo ultraviolet plus élevé que dans les régions de latitudes plus basses<sup>14</sup>. La figure 4.34 présente deux spectres bruts de 0,64 s de temps de pose recueillis l'un en visée sur la calotte polaire, l'autre en dehors de la calotte mais dans un proche voisinage<sup>15</sup>. Les deux spectres présentent naturellement les mêmes accidents intrinsèques au spectre solaire. Leur rapport, présenté figure 4.35, détermine comme précédemment un albédo relatif qui renseigne sur la signature spectrale spécifique du matériau de la calotte polaire sud. Il s'agit certainement d'un mélange de glace d'eau et de dioxyde de carbone, comme l'ont montré pour la première fois les instruments *Omega* [Bibring et al., Nature, 2004], *Spicam-Light* et *PFS* de *Mars-Express*. Les fluctuations importantes dans ce signal proviennent sans doute du bruit, étant donné que les spectres considérés ici pour la division étaient deux spectres individuels, sans faire de moyenne.

### 7.4) Spectres au limbe

L'observation au limbe nécessite d'orienter la sonde *Mars-Express* selon une attitude spéciale, maintenue fixe en inertiel au cours de son orbite par rapport aux étoiles.

<sup>14</sup>Comme d'ailleurs en lumière visible.

<sup>15</sup>À environ 200 km.



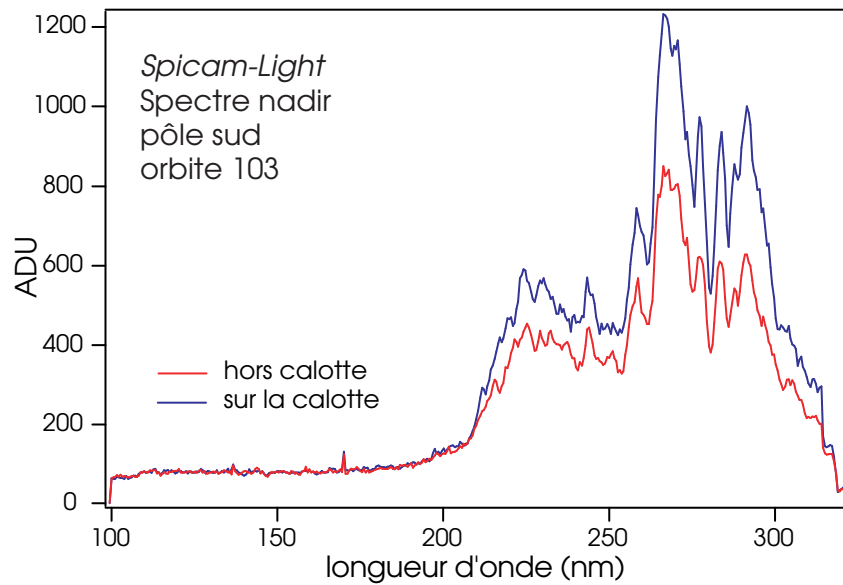


FIG. 4.34 – Deux spectres ultraviolets recueillis lors du passage au péricentre de l'orbite 103, en visée au nadir au-dessus du pôle sud de Mars. En bleu : visée au dessus de la calotte polaire sud. En rouge : visée non loin de la calotte.

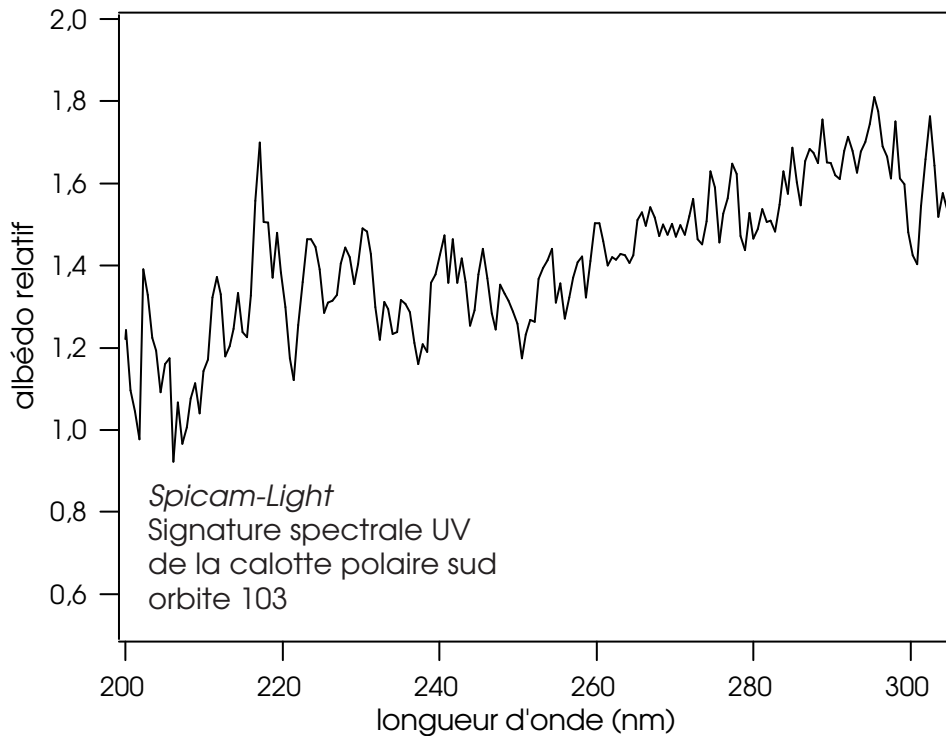


FIG. 4.35 – Albédo relatif de la calotte polaire sud, en considérant le spectre obtenu hors calotte comme référence.

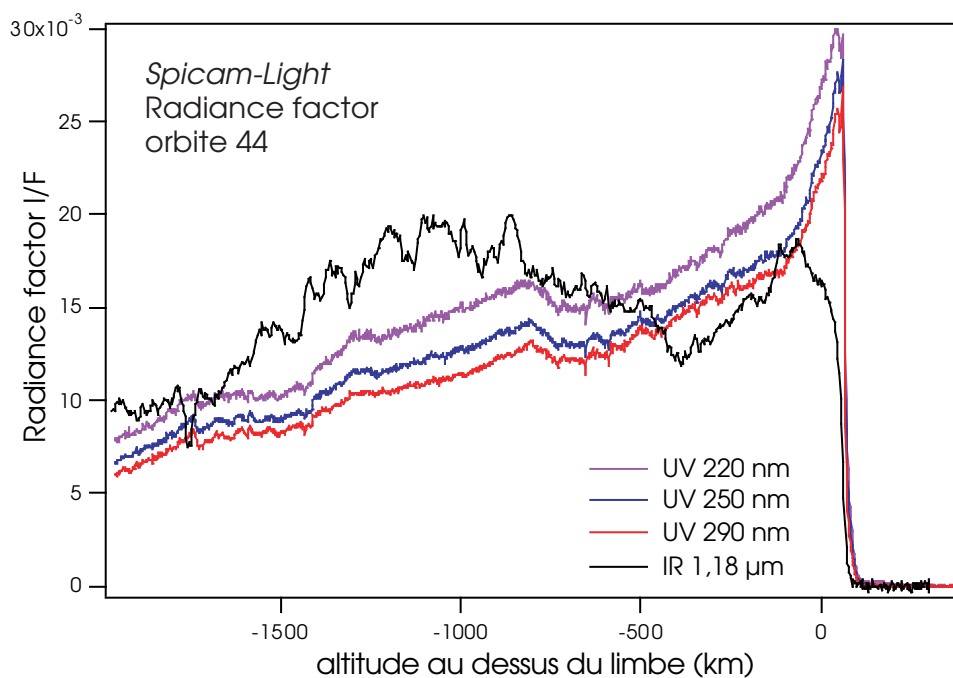


FIG. 4.36 – Variation des signaux ultraviolet et infrarouge observés au limbe, d'abord vers le sol de Mars (partie gauche, altitudes négatives au-dessus du limbe), puis au-dessus du limbe.

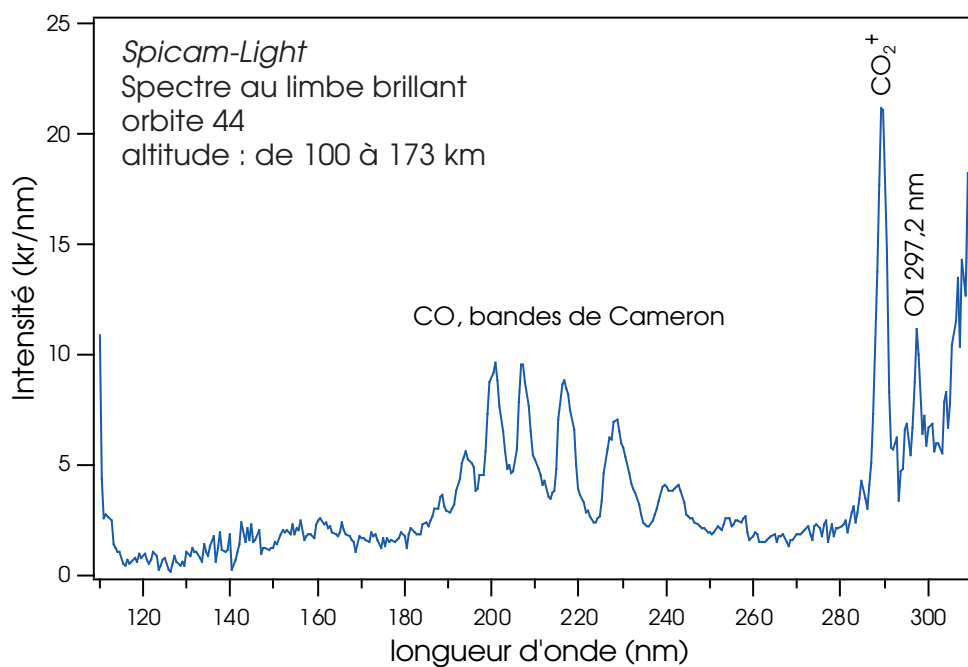


FIG. 4.37 – Spectre de l'émission du *dayglow* de la haute atmosphère de Mars, obtenu lors de l'orbite n°44, par moyenne des mesures de 100 à 173 km d'altitude.

Lors de l'orbite n°44, l'attitude était choisie de façon telle qu'au passage au péricentre, la ligne de visée (l'axe  $+Z$  de *Mars-Express*) était tangente au limbe de Mars. Auparavant, la sonde interceptait le sol de Mars, et ensuite visait de plus en plus haut dans l'atmosphère. La figure 4.36 représente le signal recueilli dans trois bandes UV par le senseur UV et dans une bande IR observée simultanément avec le senseur IR. Au dessus du limbe, le signal provient de la lumière solaire diffusée par la poussière en suspension dans l'atmosphère, et dans une moindre mesure par l'atmosphère via la diffusion Rayleigh. Le spectre brut ultraviolet de la poussière au-dessus du limbe n'est pas représenté parce qu'il reste très similaire à un spectre au nadir. On remarque le comportement très différent au limbe en ultraviolet et en infrarouge, le signal ultraviolet augmentant fortement tandis que le signal infrarouge diminuant au dessus du limbe, ce qui signifie que la distribution en taille des particules de poussières doit probablement changer avec l'altitude. Les poussières plus petites domineraient à haute altitude et diffuseraient plus efficacement la lumière ultraviolette. Les poussières sont détectées jusqu'à 50 km d'altitude.

Au dessus de la couche de poussières atmosphériques, nous détectons une faible émission lumineuse, invisible sur la figure 4.36 en échelle linéaire. Le spectre de cette émission aéronomique a pu être construit en sommant les altitudes de 100 à 173 km, et est présenté sur la figure 4.37. Au cours de l'orbite 44, le CCD était utilisé en mode *binning progressif*, c'est à dire avec des bandes regroupant 2, 4, 8, 16 et 32 lignes du CCD. Tandis que les bandes à 8, 16 et 32 lignes étaient saturées sur une grande partie du spectre lors de l'observation du sol ou du limbe de poussières, elles ont fourni un signal confortable sur la faible émission aéronomique de la haute atmosphère, illustrant la grande dynamique simultanée offerte par le couplage intensificateur/CCD et les avantages associés aux possibilités de *binning* de ce dernier.

Les émissions identifiées sur la figure 4.37 concernent  $\text{CO}_2^+$ , OI à 297,2 nm, et les bandes de Cameron de CO, produites par le flux EUV solaire. Elles ont déjà été observées par *Mariner 6*, *Mariner 7* et *Mariner 9*. De l'étude de ces émissions, nous pouvons extraire des informations sur l'état de la haute atmosphère de Mars et de son ionosphère, mais uniquement par comparaison avec un modèle de ces émissions aéronomiques. Les intensités sont en unités absolues de kiloRayleigh par nanomètre, et sont calculées grâce à la courbe de  $S_{\text{eff}}$  obtenue par comparaison avec les étoiles de la figure 4.30.

### 7.5) Spectre UV solaire observé par *Spicam-Light*

Pour déterminer l'albédo des poussières en suspension, et celui du sol de Mars, il est nécessaire de diviser le spectre observé au nadir ou limbe par le spectre solaire. Pour ce faire, il faut convertir le spectre observé pour obtenir un spectre de la brillance absolue en utilisant la courbe d'étalonnage absolu de la section efficace de l'instrument, puis le diviser par le spectre UV du Soleil. Ce dernier est connu avec précision par les mesures spatiales de Thuillier *et al.*

Nous pouvons aussi nous servir directement des mesures de *Spicam-Light* effectuées sur le Soleil, à l'occasion des observations en occultation solaire : en divisant l'un par l'autre, un certain nombre d'effets propres aux instruments s'éliminent, ce qui n'est pas le cas de la première méthode, comme par exemple un étalonnage imparfait des pixels en longueur d'onde. Il y a cependant deux facteurs qui entrent en compte :

l'un, que le Soleil est observé par une ouverture latérale au travers d'un filtre dont la transmission spectrale n'est pas connue avec toute la précision nécessaire ; l'autre, que le Soleil présente un léger assombrissement à son bord. Tandis que Mars est éclairé par le disque intégré du Soleil, le senseur UV forme une image du Soleil au foyer du miroir parabolique d'environ 30 pixels de diamètre, où chaque point de la fente est plus ou moins éloigné du centre du disque. Pour obtenir un spectre représentatif du disque solaire intégré, il faudra réaliser une pondération adéquate des spectres obtenus le long d'un diamètre du Soleil.

### Conditions des observations pendant l'orbite 417

Pour construire un spectre du Soleil, nous considérons les observations du Soleil obtenues hors de l'atmosphère de Mars, peu de temps avant une occultation solaire, au cours de l'orbite 417, le 19 mai 2004.

La fente se trouvait présente dans le plan focal du miroir. L'orientation de la sonde fut commandée de telle sorte à placer le centre de l'image du Soleil sur une ligne particulière du CCD. Les paramètres de la commande étaient définis par HT=1 (le gain le plus faible), un temps de pose de 20 ms, un balayage de 5 bandes du CCD composée de 4 lignes de CCD sommées ensemble pas *binning* et centrée pour la troisième bande sur le centre du CCD. Pendant l'observation, Mars se trouvait à 1,60 UA du Soleil. Le diamètre du Soleil mesurait  $0,33^\circ$ , correspondant à 33 lignes du CCD. Seulement 20 lignes du CCD pouvaient être explorées, sommées en 5 bandes de 4 lignes.

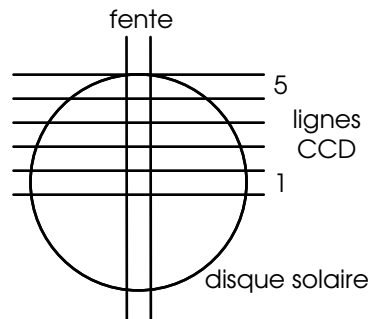


FIG. 4.38 – Position approximative de la fente et des 5 bandes du CCD par rapport au disque du Soleil.

**Remarque importante :** bien que pour les observations des occultations solaires, la configuration de *Spicam-Light* soit identique à celle des observations au nadir<sup>16</sup>, la résolution spectrale n'est pas identique. En effet, lors des occultations solaires, le Soleil est observé au travers d'une entrée latérale et d'un petit miroir plan, placé après un diaphragme de 2 mm de diamètre et d'un filtre déposé sur un substrat de  $\text{MgF}_2$ , tous deux pour limiter le flux. Le petit miroir plan renvoie le faisceau perpendiculairement pour le placer parallèle à l'axe optique du miroir parabolique, mais le faisceau frappe le miroir uniquement dans l'un de ses coins. Ce petit faisceau forme alors une image du Soleil sur la fente, large de  $50\ \mu\text{m}$ , avant d'être dispersé sur le détecteur par

<sup>16</sup>Hormis le niveau de HT, le temps de pose et la position de l'image du Soleil le long de la fente.

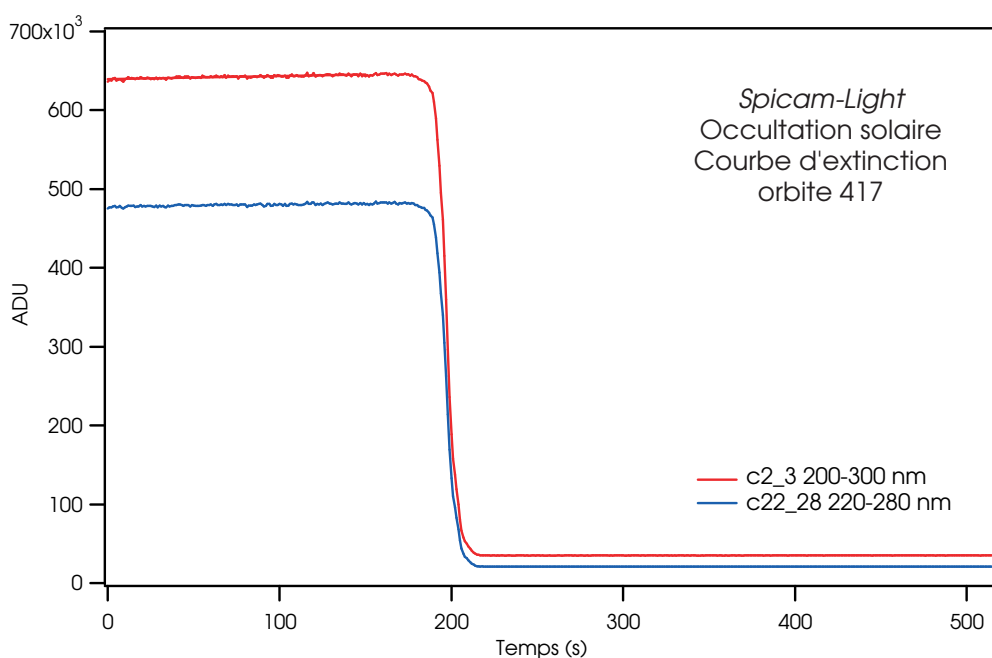


FIG. 4.39 – Courbe de lumière issue de la bande n°1 enregistrée au cours de l’occultation du Soleil lors de l’orbite 417.

le réseau toroïdal. Comme une toute petite partie des surfaces du miroir parabolique et du réseau sont utilisées, les aberrations optiques sont moins nombreuses que lors des observations au limbe ou au nadir, au cours desquelles toute la surface du miroir parabolique et du réseau est éclairée. La PSF de l’instrument est donc *a priori* plus fine pour les occultations solaires que pour les observations au nadir, même si la même portion du CCD est utilisée.

### Construction du spectre solaire

La figure 4.39 montre la courbe de lumière enregistrée au cours de l’occultation solaire pendant l’orbite 417. Le signal de chaque spectre enregistré est ici intégré sur deux plages de longueur d’onde, de 200 à 300 nm, et de 220 à 280 nm. Progressivement, avant l’occultation, nous remarquons une petite augmentation du signal d’origine inconnue. Après  $t=220$  ms, la sonde *Mars-Express* se trouvait totalement dans l’ombre de Mars. Comme le courant d’obscurité est très faible (le temps de pose est court, de 20 ms) et le signal est essentiellement dû à l’offset du CCD. Après correction correcte de l’offset et du courant d’obscurité, nous moyennons les spectres obtenus sur les 5 bandes de CCD pendant les 165 s d’éclairement. Ces 5 spectres reconstitués sont présentés sur la figure 4.40. Ils sont sensiblement différents les uns des autres, pour au moins deux raisons :

- il y a un assombrissement léger au limbe solaire ;
- le spectre n°5 ne semble pas être éclairé entièrement par le Soleil, le bord du disque solaire devant être dans son champ de vue.

Les intensités des spectres des bandes n°1 et 2 sont à peu près identiques. Comme la bande n°5 semble voir le bord du disque solaire, ces deux bandes doivent couvrir

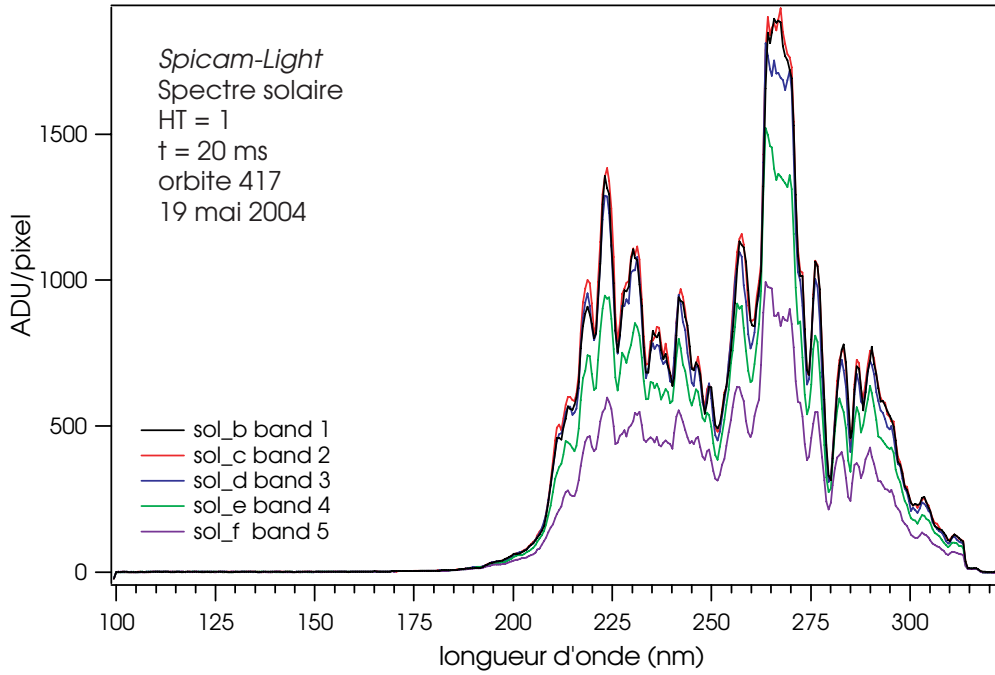


FIG. 4.40 – Spectre du Soleil acquis simultanément par 5 bandes juxtaposées formées de 4 lignes de CCD, couvrant la luminosité du centre au limbe solaire.

une région très proche du centre du disque solaire<sup>17</sup>. Nous allons supposer qu'elles étaient exactement placées de part et d'autre du centre du disque. Dès lors, les centres de chaque bande de quatre lignes se trouvaient distante du centre du disque solaire de la valeur  $r_i$  indiquée dans le tableau ci-dessous :

Bande n° $i$	$r_i$
1	2
2	2
3	6
4	10
5	14

Chaque bande ne voit qu'une petite fraction du disque solaire. Mais par symétrie polaire, la luminosité  $L$  totale du Soleil peut être retrouvée en sommant les luminosités  $L_i$  des 4 couronnes de même largeur que les 4 bandes qui couvrent son rayon. La luminosité des 4 couronnes est elle-même retrouvée en extrapolant le signal  $l_i$  reçu à travers la largeur de la fente à la circonférence des couronnes. La fente fine mesurant 2 pixels de large, la luminosité des couronnes s'exprime

$$L_i(\lambda) = \frac{1}{2} \times 2\pi r_i \times l_i(\lambda) = \pi r_i l_i(\lambda), \quad (4.72)$$

<sup>17</sup>Le rayon du disque solaire mesure en effet environ 16 lignes du CCD, et chaque bande est ici constituée de 4 lignes. Nous couvrions donc le rayon du disque solaire en seulement 4 bandes

et la luminosité totale du Soleil par

$$L(\lambda) = \sum_{i=2}^4 L_i(\lambda) . \quad (4.73)$$

Rapportée à la surface totale du disque solaire, on exprime la brillance moyenne solaire par

$$B(\lambda) = \frac{1}{4\pi 16^2} \sum_{i=2}^4 L_i(\lambda) = \sum_{i=2}^4 \frac{r_i}{4 \times 16^2} \times l_i(\lambda) . \quad (4.74)$$

La figure 4.41 montre la luminosité moyenne du Soleil calculée selon une pondération similaire.

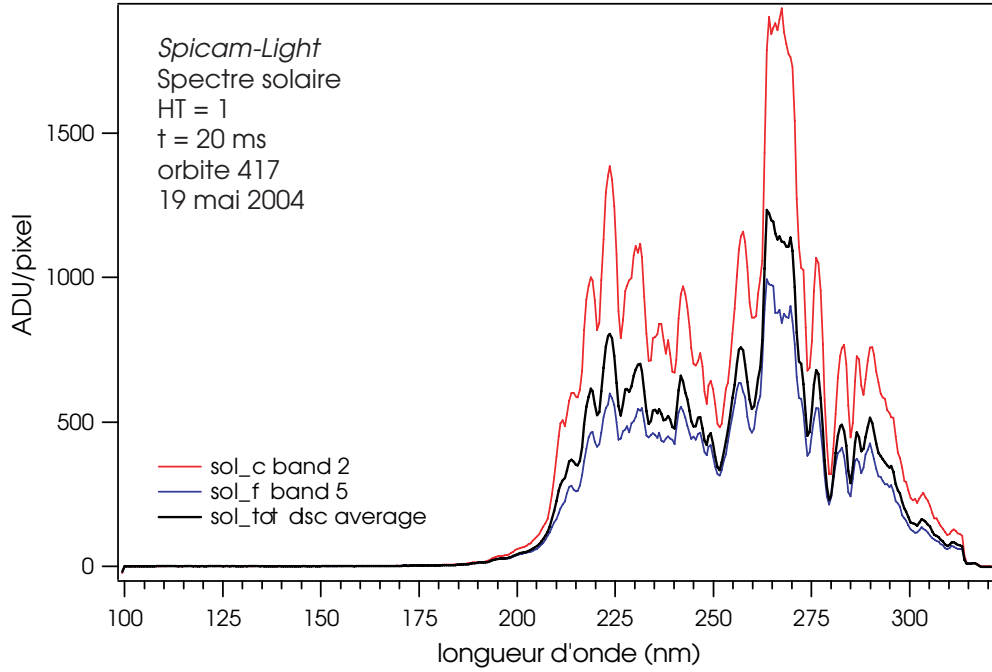


FIG. 4.41 – Éclairement moyen du Soleil vu par *Spicam-Light*, à travers l'entrée solaire latérale.

En conclusion de ce paragraphe sur le Soleil, on peut remarquer que *Spicam-Light* est capable d'obtenir des spectro-héliogrammes UV. Dans la mesure où l'intensité ultraviolette du Soleil est liée à l'activité solaire, on remarque que l'on peut, depuis l'orbite de Mars, observer le disque solaire sous un angle différent de la Terre, et éventuellement s'en servir pour étudier l'activité solaire en continu sur toute sa surface, chose impossible à réaliser depuis des satellites terrestres.

## 7.6) Bruit électronique et courant d'obscurité

Concernant le CCD, nous avons confirmé en vol ce que nous avons pu constater lors des mesures au sol : un bruit électronique variable de quelques ADU d'amplitude, périodique sur une ligne de lecture, avec une phase variable.

D'autre part, s'ajoute l'offset mis en place pour éviter les tensions négatives en sortie du CCD pour attaquer le convertisseur analogique digital, un courant d'obscurité qui dépend fortement de la température, mais aussi du pixel considéré : il y a une structure dite DCNU (Dark Charge Non Uniformity), dont il faudra tenir compte pour corriger au mieux le courant d'obscurité. L'utilisation en vol du refroidisseur Peltier accolé au CCD permet de réduire sensiblement l'augmentation de température associée au fonctionnement continu du CCD. Certains pixels montrent un courant d'obscurité bien plus grand que leurs voisins : ces *pixels chauds* ont été victimes d'un rayon cosmique ayant disloqué quelque peu la structure cristalline du silicium du CCD à cet endroit précis.

Le nombre de traces de rayons cosmiques est faible. Sur une lecture particulière du CCD, on peut apercevoir sur un ou quelques pixels voisins un signal plus intense, qui disparaît à la lecture suivante. Il s'agit d'un rayon cosmique frappant le détecteur, phénomène beaucoup plus fréquent en orbite terrestre dès que l'altitude dépasse 500 km.

L'équipe *Spicam* n'a pas constaté sur le CCD TH 7863 de *Spicam-Light* le phénomène RTS, une variation aléatoire du courant d'obscurité qui se produit pour les pixels chauds endommagés précédemment par un rayon cosmique, comme on le constate sur l'instrument *Gomos* à bord d'*Envisat*. C'est sans doute que notre CCD TH 7863 est épais et éclairé par l'avant, tandis que le CCD de *Gomos* est aminci et éclairé par l'arrière.

## 8) Bilan

Le spectromètre *Spicam-Light* UV sur *Mars-Express* est une version simplifiée de l'expérience *Spicam Étoile* d'origine sur *Mars-96*. La réduction de masse est importante, de 17 kg à 3,8 kg. Mais bien que réduite, la nouvelle expérience couvre presque les mêmes objectifs scientifiques, en particulier ceux concernant l'étude de l'ozone et les mesures des profils verticaux de température et de pression de l'atmosphère. L'instrument ne couvre plus le domaine visible, mais il est couvert par la voie visible d'*Omega* sur *Mars-Express*.

Le concept des deux instruments est dans l'ensemble identique même si quelques éléments optiques, comme le miroir et le réseau, sont forts différents. La surface collectrice est beaucoup plus petite, de 16 cm<sup>2</sup> au lieu de 80<sup>2</sup> pour *Spicam* sur *Mars-96*, mais celle-ci est compensée en partie en UV par le fait de n'utiliser que deux surfaces réfléchissantes, alors que *Spicam* sur *Mars-96* en nécessitait 7. La chaîne de détection UV reste en revanche celle de l'ancienne génération. Les méthodes utilisées pour l'intégration et l'étalonnage de l'intensificateur UV sont d'ailleurs parfois reprises des méthodes d'étalonnage développées auparavant pour *Spicam Étoile*. D'autres sont nouvelles ou ont eu le temps d'être affinées.

Les premières estimations du signal montrent que l'instrument peut acquérir des spectres d'étoiles, du Soleil et de la surface de Mars de manière tout à fait convenable. Ces spectres permettent aujourd'hui de répondre à chacun des objectifs scientifiques définis pour ce projet.





## Chapitre 5

# Le spectromètre infrarouge *Spicam-Light* senseur IR

Le Service d'Aéronomie avait à l'origine proposé d'accompagner le senseur UV de *Spicam-Light* d'un spectromètre à occultations solaires indépendant et appelé SOIR, qui devait être conçu et réalisé par l'IKI. Repris du concept du paquet *Soleil* de *Spicam* sur *Mars-96*, ce spectromètre de 3,5 kg utilisait un réseau classique pour couvrir la bande spectrale de 1,2 à 4,8  $\mu\text{m}$  avec une résolution de 0,4 à 1 nm [6]. Mais à la suite d'une restriction sévère de la masse attribuée pour la mission *Mars-Express*, le senseur UV fut seul retenu à bord. L'IKI entreprit pourtant le développement d'une version simplifiée de son spectromètre IR pour ne garder qu'une partie du projet scientifique au prix d'un sacrifice sur la bande spectrale de l'instrument. Ce nouveau spectromètre de 0,8 kg n'utilise plus de réseau classique mais un filtre acousto-optique accordable (AOTF, *acousto optic tunable filter*). Il fut accepté par l'ESA à la fin de l'année 1999 après que fut démontré le fonctionnement d'un prototype pleinement opérationnel.

Cette technologie n'avait encore jamais été embarquée sur un engin spatial civil mais elle est aujourd'hui bien maîtrisée en Russie. Elle peut avoir des applications pour les besoins des télécommunications. Un élément nouveau présente bien sûr toujours un risque dans un instrument spatial mais pour le spectromètre proposé, seul l'AOTF lui-même est nouveau et ne comporte aucune pièce mobile. Cette technologie au contraire, qui permet de réaliser des spectromètres à la fois compacts et très légers, a certainement un bel avenir devant elle.

### 1) Le filtre acousto-optique accordable AOTF

Un AOTF est un filtre optique accordable en longueur d'onde et piloté de manière électronique. Son fonctionnement met en œuvre une diffraction de Bragg au cœur d'un milieu biréfringent soumis à des ondes acoustiques de fréquence judicieusement choisie.

Un tel filtre dit « non-linéaire » (la configuration retenue pour *Spicam-Light*) produit deux faisceaux monochromatiques, de polarisations complémentaires, et dont la longueur d'onde est imposée par la fréquence des ondes acoustiques qui traversent le milieu. Ce filtre repose sur les propriétés anisotropes du cristal biréfringent selon lesquelles la vitesse de la lumière diffère au sein du milieu avec l'orientation de la

polarisation et de la maille cristalline. Un filtre « linéaire », pour lequel les vecteurs d'onde des faisceaux incident et diffracté restent parallèles au vecteur d'onde des ondes sonores, n'est qu'un cas particulier de ce cas non-linéaire. Autrement, les faisceaux diffractés sont déviés d'un petit angle par rapport au faisceau général non diffracté. En l'absence d'ondes acoustiques, seuls les deux faisceaux non diffractés, suivant les deux polarisations complémentaires et appelés faisceau *ordinaires* et *extraordinaires*, sortent du cristal filtre. À partir du moment où une onde acoustique est entretenue dans le cristal, deux faisceaux supplémentaires apparaissent. Ces faisceaux s'appellent les faisceaux diffractés, sont monochromatiques et de polarisations complémentaires. Ils seront le signal utile du spectromètre et devront en conséquence être séparés d'une part l'un de l'autre et d'autre part des deux faisceaux non diffractés.

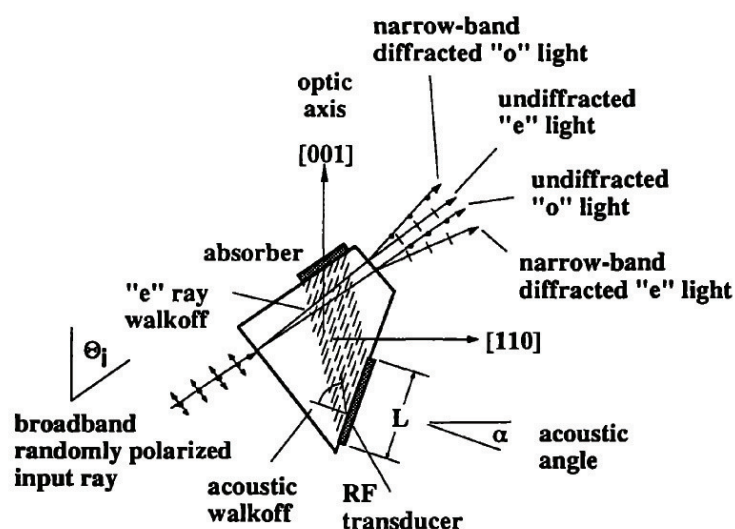


FIG. 5.1 – Géométrie d'un filtre acousto-optique accordable [Glenar et al., 2003].

## 2) Schéma optique

Le spectromètre IR de *Spicam-Light* est monté parallèlement au senseur UV comme le montre la figure 3.6 de la page 49. Le tableau 5.1 fournit ses caractéristiques principales.

La lumière en provenance du sol de Mars est collectée par un objectif (7) de 30 mm de diamètre. Son axe optique est parallèle à l'axe optique du miroir du senseur UV (2) et de façon plus générale à celui de tous les instruments à bord de *Mars-Express* qui visent le nadir. Il comporte trois lentilles (de verre optique TBF-11) et est ouvert à F/1.4. Il est surmonté d'un petit baffle non représenté sur le schéma de la figure 3.6. Dans son plan focal, un diaphragme (8) de 1 mm de diamètre limite le champ de l'instrument à 1°.

Une petite lentille collimatrice (9) forme un faisceau quasi-parallèle à l'intérieur du cristal (10) de l'AOTF de dioxyde de tellurium ( $\text{TeO}_2$ ), le long de la zone active de 23 mm. La divergence des faisceaux à l'intérieur du cristal est limitée à  $\pm 5,5^\circ$ . Le diamètre de la pupille est minimal au centre du cristal, où elle mesure 3,12 mm de

TAB. 5.1 – Caractéristiques principales du senseur IR de *Spicam-Light*

Domaine spectral	de 1,0 à 1,7 $\mu\text{m}$
Résolution spectrale	0,5 nm à 1,0 $\mu\text{m}$ 1,2 nm à 1,7 $\mu\text{m}$
Champ	1° (circulaire)
Objectif	diamètre 30 mm ; focale 40 mm
AOTF	cristal de $\text{TeO}_2$ transmission 70 % (faisceaux polarisés) ouverture $3,6 \times 3,6 \text{ mm}^2$ ; $\pm 3,5^\circ$
Radiofréquences	de 85 à 150 MHz ; de 0,5 à 2,5 W
Détecteurs	diodes Hamamatsu G5832-11 de InGaAs diamètre 1 mm refroidissement par élément Peltier à $-15^\circ\text{C}$
Transmission	20%
Gain numérique	4 niveaux
Acquisition	2 spectres simultanés, un par polarisation 330 points par acquisition
Dynamique	en interne sur $2^{16}$ bits transmission sur $2^{12}$ bits
Puissance électrique	5 W en moyenne
Débit	nadir : 1,05 Ko/acquisition occultation : 3,10 Ko/acquisition
Dimensions	220×85×65 mm (senseur IR seul)
Masse	700 g (senseur IR seul)

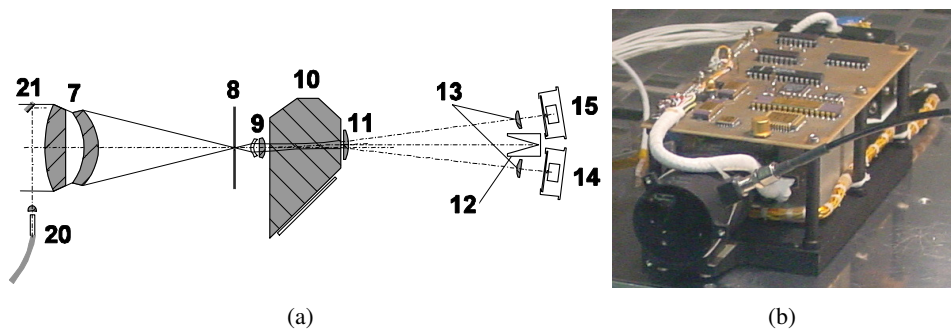


FIG. 5.2 – Schéma optique (a) et photographie (b) du senseur IR de *Spicam-Light*. 7 : objectif ; 8 : diaphragme de champ ; 9, 11 : lentilles collimatrices ; 10 : cristal AOTF ; 12 : piège à lumière pour faisceau direct ; 13 : lentilles des détecteurs ; 14 : détecteur du faisceau *extra-ordinaire* ; 15 : détecteur du faisceau *ordinaire* ; 20 : fibre solaire et microlentille collimatrice ; 21 : miroir solaire IR (documents SA).

diamètre, et reste inférieure à 3,5 mm aux bords. Le dioxyde de tellurium est un cristal biréfringent tétragonal (groupe 422) et transparent sur la plage de longueur d'onde 0,35–5  $\mu\text{m}$ . Les ondes acoustiques radiofréquence qui pilotent la longueur d'onde des faisceaux diffractés sont générées par un actionneur piézoélectrique fixé sur la partie oblique du cristal. Cet actionneur est lui-même piloté par une électronique dédiée. Les deux faisceaux diffractés sortent du cristal filtre déviés de 7,5°, chacun dans un sens, mais aussi dispersés sur 5°. Une lentille de sortie (11) compense cette dernière dispersion et reforme des faisceaux parallèles. Deux lentilles (13) les focalisent enfin sur deux détecteurs, l'un pour le faisceau *ordinaire*, l'autre pour le faisceau *extraordinaire*. Les deux faisceaux centraux non diffractés sont inutiles. Ils sont capturés par un piège à lumière (12).

Les détecteurs (14 et 15) sont deux diodes Hamamatsu de type G5832-11, en InGaAs. Leurs surfaces sensibles mesurent 1 mm de diamètre et sont refroidies par un étage Peltier intégré. Elles sont assemblées dans un boîtier indépendant avec les deux lentilles collimatrices (13) et deux préamplificateurs de proximité.

Lors des occultations solaires, les observations se font non pas directement par l'objectif (21) qui collecterait beaucoup trop de lumière mais par une entrée solaire spécifique et similaire à celle du senseur UV. L'entrée solaire se trouve près du baffle de ce dernier. La lumière du Soleil est acheminée à l'entrée du senseur IR par une fibre optique (19) de 150 mm de longueur et un petit miroir plan (21) fixé sur le baffle de l'instrument. Une lentille (20) reforme un faisceau de lumière parallèle à l'entrée de l'instrument. L'entrée solaire couvre un champ beaucoup plus réduit, de 5 minutes d'arc, que l'entrée principale réservée au nadir large de 1°. Comme le Soleil présente près de Mars un diamètre de 20 minutes d'arc environ, les occultations solaires n'utilisent qu'une petite région de sa surface. En dehors de ces observations, l'entrée solaire est maintenue fermée par un obturateur mécanique.

### 3) Description technique

Le spectromètre IR est installé à côté du senseur UV mais sur une plaque de base indépendante, fixée à la plaque de base de *Spicam-Light*. L'unité AOTF et la lunette optique forment un système mécanique commun et indépendant de 104×60×40 mm de 330 g. Cette unité contient aussi le générateur de radiofréquences, les amplificateurs et l'électronique de puissance. Cette solution technique confine les signaux radiofréquences dans un espace aussi bien réduit qu'électriquement blindé. Ce dernier point permet de minimiser les interférences électriques.

La lunette est fixée sur la structure métallique de l'AOTF. Son objectif, le diaphragme d'ouverture et la lentille collimatrice sont assemblés à l'intérieur d'une structure rigide tubulaire et la précision de son réglage optique est assurée par les tolérances mécaniques. L'avant de l'objectif est surmonté d'un baffle qui porte l'arrivée de la fibre optique solaire et le petit miroir plan associé.

L'électronique du senseur se divise en quatre éléments : une électronique associée à l'AOTF (le générateur de radiofréquences et les amplificateurs de puissance) et qui pilote ses opérations, un circuit supportant les préamplificateurs de proximité des photodiodes, une carte supportant un contrôleur et un convertisseur analogique/numérique, et l'alimentation en énergie (DC/DC). Citons aussi le DPU (*digital processing unit*),

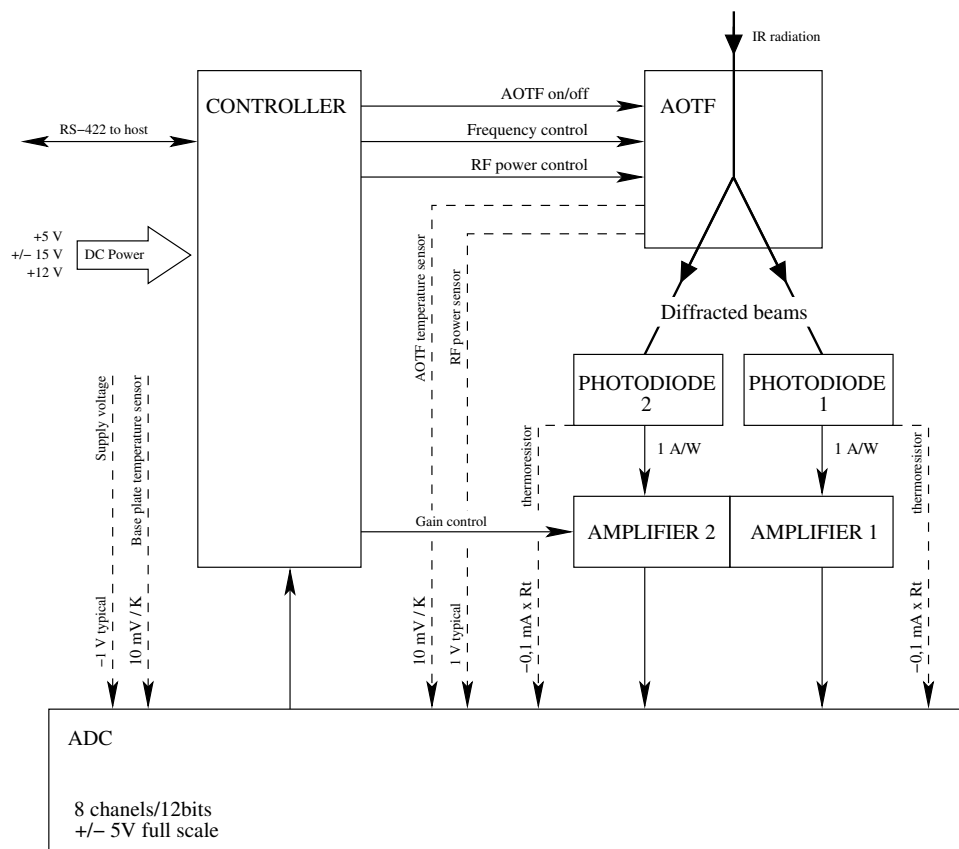


FIG. 5.3 – Bloc diagramme du senseur IR.

l'interface commune aux deux senseurs de *Spicam-Light* et le satellite *Mars-Express*. L'ensemble est résumé sur le diagramme de la figure 5.3.

**Le filtre acousto-optique accordable AOTF :** le filtre acousto-optique accordable est piloté par un microcontrôleur. Le contrôleur gère l'état d'excitation du cristal (AOTF *on/off*), la fréquence des ondes acoustiques (*Frequency control*) et leur puissance (*RF power control*) à l'état *on*.

Les fréquences couvrent un large domaine, de 80 à 140 MHz, et déterminent la longueur d'onde des faisceaux diffractés. À une fréquence d'excitation correspond en effet une longueur d'onde déviée vers les détecteurs.

La puissance des radiofréquences est pilotée par un paramètre de la commande (*DAC*), codé sur 12 bits et pouvant donc prendre 4096 niveaux. Incrémenter sa valeur augmente la puissance des ondes acoustiques et améliore l'efficacité de la diffraction, et au final la quantité de lumière diffractée. En revanche, elle augmente aussi la consommation électrique du senseur.

À l'état *on*, des ondes acoustiques sont entretenues dans le cristal. Deux faisceaux diffractés parviennent alors aux détecteurs. À l'état *off*, elles sont absentes et les diodes ne reçoivent plus de lumière. Le cristal AOTF est soumis alternativement à l'un et l'autre de ces états par un signal de commande périodique rectangulaire qui pilote l'envoi des radiofréquences d'excitation (AOTF *on/off*).

**Le microcontrôleur :** les opérations (la gestion des séquences d'acquisitions, la synchronisation des horloges, etc.) sont gérées par un microcontrôleur Amtel 80c32 de 30 MHz doté d'une ROM de 32 Ko et d'une RAM de 128 Ko. Il reçoit les commandes et transfère les données au DPU de *Spicam-Light* par une liaison série RS-422 au débit de 937,5 Kbit/s.

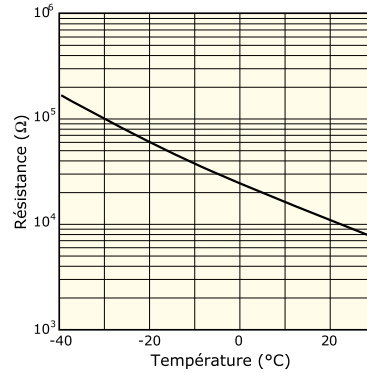
**Les photodiodes :** les faisceaux diffractés par l'AOTF sont interceptés par deux photodiodes Hamamatsu de type G5832-11. Elles mesurent leurs intensités. La sensibilité des photodiodes est de 1 A/W au centre de la bande spectrale.

Lorsque l'AOTF est à l'état *off*, les photodiodes ne reçoivent pas de lumière mais délivrent un courant d'obscurité. Lorsque l'AOTF est à l'état *on*, s'y ajoute un courant proportionnel à l'intensité de l'éclairement. Le basculement régulier de l'AOTF d'un mode à l'autre provoque une variation du signal délivré par les photodiodes, sous la forme d'un signal périodique rectangulaire dont l'amplitude correspond au signal à mesurer.

**Les amplificateurs de proximité :** le signal délivré par les photodiodes est pris en charge par deux amplificateurs, un par photodiode. Ils convertissent le courant en tension à raison de 10 mV/nA, suppriment la composante continue du signal à travers un filtre passe bas capacitif (pour retirer l'offset et ne conserver que la composante alternative porteur du signal utile), et amplifient le signal à travers un triple étage d'amplificateurs dont le gain est piloté par un paramètre de la commande (*Mode gain*). Ce dernier est codé sur 2 bits et peut prendre 4 valeurs :  $\times 1$ ,  $\times 3$ ,  $\times 8,25$  ou  $\times 26$ .

**Le convertisseur analogique/numérique :** les tensions en sortie des amplificateurs et les autres signaux analogiques du senseur sont numérisés par un convertisseur analogique/numérique 8 voies/12 bits. Ce convertisseur découpe chaque tension sur une échelle de  $\pm 5$  V vers 4096 niveaux répartis de -2048 à +2047 ADU.

**Les thermorésistances (photodiodes) :** les deux photodiodes Hamamatsu sont équipées d'une thermorésistance, mises à profit pour mesurer la température des détecteurs. Un circuit électronique dédié génère une tension proportionnelle à leur résistance, selon l'équation  $V_{\text{out}} = R_t \times 0,1 \text{ mA}$ , où  $R_t$  représente la résistance de la sonde qui dépend de la température. La relation température/résistance suit une loi logarithmique qui est donnée par son constructeur (voir ci-contre).



**Les sondes de température de l'AOTF et de la plaque de base :** les températures de l'AOTF et de la plaque de base sont mesurées par deux sondes de température AD590 IC à travers un circuit électronique dédié. Celui-ci génère une tension proportionnelle à la température absolue  $T$  selon l'équation  $V_{\text{out}} = T \times 10 \text{ mV/K}$ .

**La sonde de puissance radiofréquence de l'AOTF :** l'électronique de l'AOTF comporte un circuit redresseur à diode pour lire la puissance des radiofréquences envoyées au cristal. La tension à la sortie du redresseur vaut typiquement 1 V.

**Les refroidisseurs Peltier des photodiodes :** les photodiodes HAMAMATSU sont refroidies par un élément Peltier (intégré d'origine), branchés en série et alimentés par un courant de 400 mA. Ils abaissent la température des surfaces sensibles de 25 K par rapport à la température ambiante. La température n'est pas stabilisée par un asservissement.

**Les alimentations :** l'électronique utilise les tensions d'alimentation continues de +5V et  $\pm 15$ V. Les ondes acoustiques sont générées par un actionneur piézoélectrique piloté par une électronique alimentée sous +12V. Ces tensions sont distribuées par le bloc électronique du senseur UV.

**Le témoin d'alimentation :** les tensions de +5 V et  $\pm 15$  V sont comparées à des tensions de référence via un circuit dédié qui fournit une tension de -1 V en leur présence. Cette dernière assure le contrôle des alimentations.

## 4) Fonctionnement

Le spectromètre AOTF n'est pas un spectromètre dans le sens habituel du terme. Il ne crée pas une dispersion spectrale continue de la lumière mais isole les longueurs



d'onde les unes après les autres. C'est dans un certain sens un monochromateur qui couvre un domaine spectral par un balayage temporel. Chaque longueur d'onde est isolée au moyen d'une radiofréquence d'excitation dans le cristal filtre qui lui est propre. Plus elle est courte, plus la longueur d'onde isolée est grande. Le spectromètre acquiert un spectre au cours d'une rampe croissante en radiofréquence.

Cette rampe des radiofréquences est en réalité constante par morceaux. Elle est constituée d'autant de paliers que le spectromètre sonde de longueurs d'onde. Leurs durées sont identiques et peuvent prendre 4 valeurs : 1,4 ms ( $\times 1$ ), 2,8 ms ( $\times 2$ ), 5,6 ms ( $\times 4$ ) ou 11,2 ms ( $\times 8$ ).

Chaque palier est marqué par un passage de l'AOTF à l'état *on* puis d'un passage à l'état *off*. Les durées de ces deux états sont identiques et égales à la moitié de celle du palier. Pendant l'état *off*, le contrôleur relève plusieurs fois le courant d'obscurité des photodiodes. Nous appelons ces mesures les mesures élémentaires. Les mesures élémentaires au cours des paliers *on/off* durent près de 25  $\mu$ s. Leur nombre au sein d'un palier *on/off* dépend de la durée choisie pour ce dernier, de même que leur distribution au sein des états *on* et *off* change avec la radiofréquence<sup>1</sup>. Au nombre de 4 à 64 par état (soit par demi-palier), leur emplacement a été optimisé pour obtenir le meilleur rapport signal sur bruit.

Les amplificateurs de proximité des photodiodes transforment le signal de ces mesures élémentaires de manière à utiliser toute la dynamique numérique disponible (fig. 5.4). Le courant des photodiodes, à la suite des états *on/off* a la forme d'un signal périodique rectangulaire non centré sur l'origine. L'amplificateur convertit ce courant en tension, filtre la composante continue du signal puis l'amplifie de manière analogique d'un facteur  $\times 1$ ,  $\times 3$ ,  $\times 8,25$  ou  $\times 26$ . Le convertisseur analogique/numérique numérise le signal et mesure alors un niveau similaire, au signe près, pour le niveau du courant d'obscurité et le niveau du signal sous éclairage. Le signal utile, crête à crête, peut être amplifié au maximum avant sa numérisation, de façon à couvrir toute l'échelle disponible. Cette solution permet d'exploiter la dynamique numérique de façon optimale.

Le convertisseur analogique/numérique convertit chaque fois le signal correspondant aux mesures élémentaires sur 12 bits et le contrôleur somme les valeurs sur 16 bits pour ne pas perdre l'information des retenues. Les voies des deux photodiodes sont traitées séparément. Pendant l'état *on*, le contrôleur effectue les mêmes mesures mais il enregistre le signal correspondant au courant d'obscurité *et* le signal utile. La somme obtenue lorsque l'AOTF est à l'état *off* est retranchée de la somme obtenue lorsque l'AOTF est à l'état *on*, puis la différence est normalisée proportionnellement au nombre de mesures de chaque état pour retrouver un format sur 12 bits. Le contrôleur transmet finalement au DPU les moyennes sur 12 bits correspondant au courant supplémentaire des photodiodes provoqué par leur éclairage.

Le logiciel du contrôleur permet quatre configurations. Un mode « deux canaux » met à contribution les deux détecteurs du spectromètre (l'un pour le faisceau ordinaire, l'autre pour le faisceau extraordinaire). Deux modes « canal unique » permettent de ne sélectionner que l'un ou l'autre des détecteurs, et non les deux. La quatrième

<sup>1</sup>En sortie des amplificateurs de proximité des photodiodes, la phase du signal périodique change avec le temps des paliers (la fréquence du signal change) mais aussi en fonction de la radiofréquence appliquée au cristal AOTF.

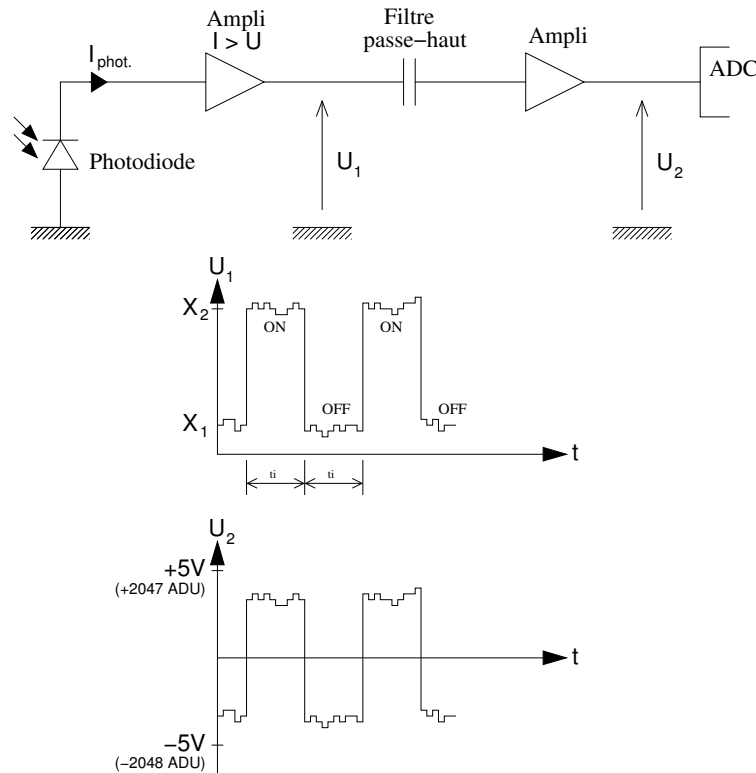


FIG. 5.4 – Pré-traitement analogique du signal avant numérisation. Le niveau du courant d'obscurité est représenté par  $X_1$ , le signal utile par  $X_2 - X_1$ . (D'après Stepanov, IKI).

configuration renvoie le signal du détecteur 1 sur la première voie et le signal de la sonde de puissance radiofréquence de l'AOTF sur la seconde. Cette dernière configuration est un mode de laboratoire utilisé pour les étalonnages. L'acquisition des données et le traitement restent néanmoins identiques pour les quatre modes.

## 5) Communications contrôleur-DPU

Le contrôleur du senseur IR et le DPU de *Spicam-Light* communiquent par une liaison série RS-422. C'est une liaison de type asynchrone. Le contrôleur du senseur ne peut transmettre ses données au DPU qu'après avoir reçu une commande qui l'autorise à émettre. Cette commande est émise par le DPU lui-même et contient les paramètres de la prochaine observation.

Dès lors, il existe un décalage d'une session de communication entre les commandes et les données qui leurs correspondent. Lorsque le contrôleur reçoit une commande, il ne transmet pas en retour les données qui lui correspondent mais celles de la commande précédente et, inversement, les données de la nouvelle commande seront transmises lors de la prochaine session de communication.

À la mise sous tension du senseur, sans attendre la première session de communication avec le DPU, le contrôleur applique une commande interne appelée *system calibration*, qui effectue un diagnostic du système. Son résultat est transmis au cours

de la première session de communication avec le DPU, alors que le contrôleur reçoit la première commande d'observation.

### 5.1) La commande (DPU → contrôleur)

La commande du senseur IR est longue de 16 octets et contient la configuration des prochaines observations. Elle forme 6 blocs d'information, *Mode*, *DAC*, *Window 1*, *Window 2*, *Window 3* et *Config*, encadrés d'une entête et d'une fermeture de communication. Son format est représenté sur la figure 5.5 page 129. Voici sa structure détaillée :

**Mode exit** (octet 4, bit 7) : 0 = mode laboratoire ; 1 = mode vol. Ce paramètre est un drapeau qui permettait de différencier deux types d'acquisitions pendant les essais fonctionnels au sol. En vol et en communication avec le DPU, il doit toujours être activé.

**Mode source** (octet 4, bit 6) : 0 = commande DPU ; 1 = commande ROM. Ce drapeau permet de ne plus interpréter la commande transmise par le DPU mais de considérer une commande prédéfinie dans la mémoire ROM interne du contrôleur. Le numéro de la commande interne est spécifié par le mot *command descriptor* du bloc *Config* (octet 15).

**Mode dets** (octet 4, bit 5–4) : 0 = détecteur 1 ; 1 = détecteur 2 ; 2 = détecteurs 1&2 ; 3 = détecteur 1 & AOTF power. Ce mot désigne les détecteurs choisis pour acquérir le spectre (ou de la sonde de puissance de l'AOTF).

**Mode Time** (octet 4, bit 3–2) : 0 = 1,4 ms ; 1 = 2,8 ms ; 2 = 5,6 ms ; 3 = 11,2 ms. Ce paramètre désigne le temps de pose consacré à chaque longueur d'onde. Il correspond au temps des paliers en fréquence.

**Mode gain** (octet 4, bit 1–0) : 0 =  $\times 1$  ; 1 =  $\times 3$  ; 2 =  $\times 8,25$  ; 3 =  $\times 26$ . Ce paramètre spécifie le gain analogique des amplificateurs de proximité des photodiodes, avant la numérisation du signal par le convertisseur analogique/numérique.

**DAC** (octet 5 : *RF power control*) : le paramètre DAC contrôle la puissance des ondes acoustiques générées dans le cristal de l'AOTF. C'est un mot de 12 bits. La valeur transmise ici, appelée *RF power control*, représente ses 8 bits de poids fort. Les 4 bits de poids faible sont complétés à zéro. Autrement dit, la valeur de DAC vaut *RF power control*  $\times 16$  et ne peut être qu'un multiple de 16.

**Window 1,2,3** (octets 6–8, 9–11, 12–14) : un spectre de l'intégrité du domaine spectral sous la meilleure résolution contient 7968 spectels. Or d'une part la bande passante des télécommunications de *Mars-Express* avec la Terre est limitée et partagée avec d'autres instruments, et d'autre part certaines régions du domaine spectral ne sont pas toujours utiles. Le rôle des trois blocs « Window » est de pouvoir sélectionner 1, 2 ou 3 fenêtres du domaine spectral. Chaque fenêtre est définie par une fréquence d'origine (*frequency*), le nombre de mesures à acquérir depuis la fréquence d'origine (*points*) et l'incrément en fréquence entre chaque mesure (*step*).

**Window x frequency** : sa valeur détermine la fréquence de départ de la fenêtre spectrale. Elle se code  $\text{freq}_{\text{start}} = \text{freq}_{\text{abs}} \times 16 \text{ kHz} + \text{frequency} \times 256 \text{ kHz}$ . Le paramètre  $\text{freq}_{\text{abs}}$  fixe une valeur d'offset prédéfinie sur laquelle s'appuie toutes

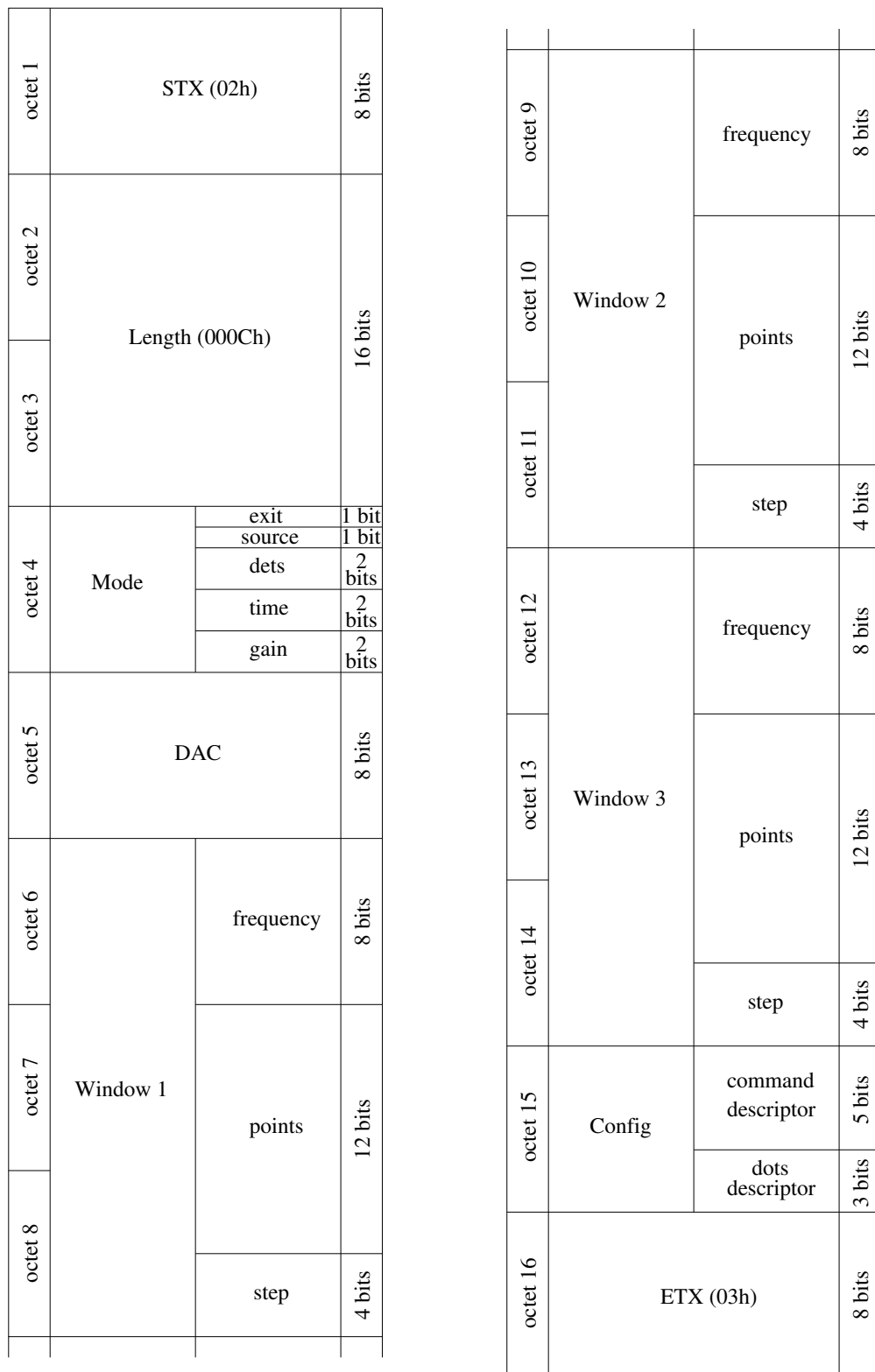


FIG. 5.5 – Format de la commande du senseur IR.

les fréquences de mesures. Elle vaut en principe 5200 (soit 1450h, un offset de 83,2 MHz). Sa valeur est communiquée systématiquement avec les données.

**Window  $x$  points** : le nombre de points de mesures de la fenêtre, de 0 à 4095. Si la valeur vaut zéro, la fenêtre est ignorée.

**Window  $x$  step** : sa valeur indique le pas en fréquence entre chaque point de mesure. L'incrément en fréquence vaut  $\text{step} \times 16$  kHz.

**Config command descriptor** (octet 15, bits 7–3) : La mémoire ROM du contrôleur contient un jeu de 32 commandes prédéfinies. Le mot *Command descriptor* est un pointeur qui indique le numéro de la commande prédéfinie à considérer lorsque le drapeau *source* du bloc *Mode* est activé. Dans le cas contraire, c'est la commande transmise par le DPU qui est interprétée. Le format des commandes prédéfinies est identique à celui des commandes en provenance du DPU, mais sans l'entête (*STX + length*) et la fermeture (*ETX*) de communication. Elles s'étendent donc sur 12 octets seulement.

**Config dots descriptor** (octet 15, bits 2–0) : Le spectromètre peut également sonder de petites fenêtres spectrales sur le continuum. Ces *dots* sont des petites fenêtres supplémentaires définies comme les 3 fenêtres principales par une fréquence de départ, un nombre de points (3, 5 ou 15) et une résolution en fréquence (16 kHz). Les *dots* sont par contre prédéfinis dans la mémoire ROM du contrôleur, au nombre de 14. Ils ne peuvent être appelés que par lots. Ces lots sont eux-mêmes prédéfinis, au nombre de 8, et appelés par la valeur du pointeur *Dots descriptor*. Les *dots* servent à mesurer le niveau du continuum en plusieurs endroits du spectre lorsque les 3 fenêtres principales ne le permettent pas suffisamment.

Ainsi définie, la commande du spectromètre offre de nombreuses possibilités pour les observations en orbite martienne. Le sondage vertical de température et de pression par la méthode des occultations solaires, la cartographie des colonnes intégrées par la visée au nadir ou l'étude de la haute atmosphère par la visée au limbe n'utilisent effectivement pas les mêmes raies spectrales et n'opèrent pas sous le même éclairage.

La commande exploite pleinement une qualité essentielle du filtre AOTF : son agilité, sa capacité à pouvoir changer très rapidement de longueur d'onde<sup>2</sup> sur n'importe quel intervalle de longueur d'onde. On peut donc sélectionner, pour chaque type d'observation, des intervalles spectraux particulièrement utiles.

Les commandes préprogrammées inscrites dans la mémoire ROM du contrôleur vont aussi dans ce sens. Nous dresserons et expliquerons ces 32 commandes après l'étalonnage du senseur en longueur d'onde. À présent, nous allons décrire la réponse du spectromètre et sa façon de transmettre les données au DPU.

## 5.2) La transmission des données (contrôleur → DPU)

Lorsque le contrôleur reçoit une commande du DPU, il lui envoie un accusé de réception, puis quatre paquets de données et un paquet d'informations (figure 5.6).

### Acknowledge

<sup>2</sup>...en moins d'une milliseconde !

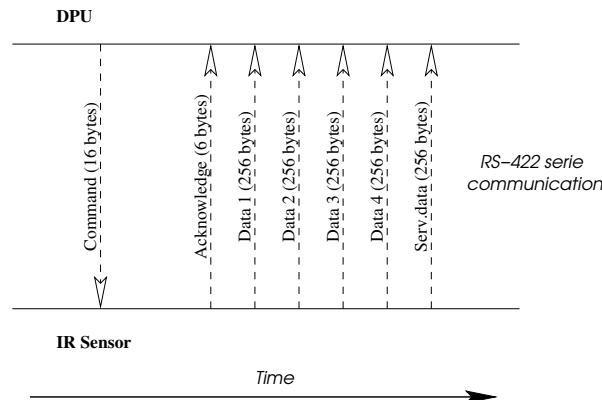


FIG. 5.6 – Séquencement des paquets de la communication DPU ↔ senseur IR.

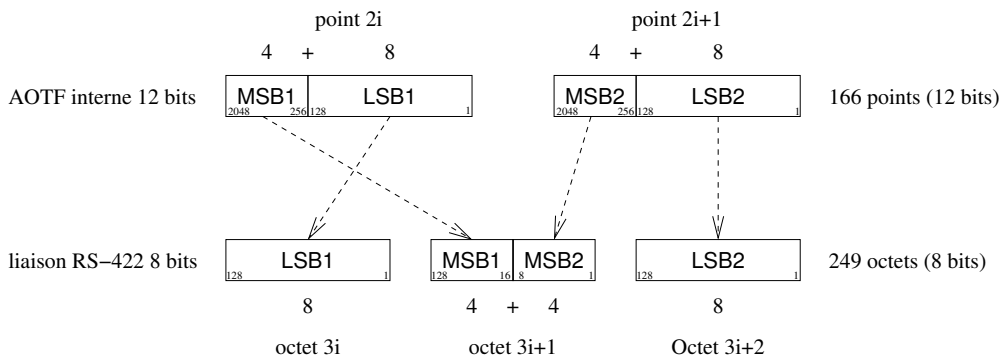
Octet 1	Octet 2	Octet 3	Octet 4	Octet 5	Octet 6
STX (02h)	Length (0002h)		ACK (06h)	Zero (00h)	ETX (03h)

Ce premier paquet atteste la réception de la commande. La cohérence de cette dernière n'est pas encore contrôlée et, bien que la valeur *Ack* du paquet puisse prendre deux valeurs, 00h pour *fail* ou 06h pour *ok*, le contrôleur répond toujours par *ok* pour ne pas compliquer la procédure de communication. En cas d'erreur, ou en cas d'indisponibilité du contrôleur, un drapeau est activé dans le bloc *Service info* du paquet *Serv.data*.

### Data

Octet 1	Octet 2	Octet 3	Octet 4	Octet 253	Octet 254	Octet 255	Octet 256
STX (02h)	Length (00FCh)		Data (250 octets)		CHK (LSB,MSB)		ETX (03h)

Les paquets *Data* sont au nombre de quatre et contiennent chacun 249 octets de données plus un octet d'information. Les données spectrales sont sur 12 bits. Elles sont réparties sur 8 bits au fur et à mesure de la transmission, 2 mots sur 12 bits formant 3 octets de huit bits selon la transformation présentée ci-dessous<sup>3</sup>. Les paquets se terminent par un mot de contrôle (*CHK*) calculé au vol pendant la transmission.



<sup>3</sup>MSB : most significant bit ; LSB : least significant bit.

Un paquet *Data* seul transmet les valeurs de 166 spectels. Ces valeurs sont réparties sur 249 octets. Les quatre paquets *Data* transmettent donc au cours d'une session de communication avec le DPU les valeurs de 664 spectels.

Les données sont transmises dans le même ordre qu'elles sont acquises. Les quatre paquets sont donc à lire à la suite. Ils contiennent successivement les spectels du spectre de la première fenêtre, puis le cas échéant ceux de la deuxième fenêtre, puis de la troisième, puis les spectels des fenêtres *dots*. Si la mesure s'effectue sur deux voies (deux détecteurs ou un détecteur et le canal *aotf power*), les valeurs sont intercalées tour à tour : le point de la première voie d'abord, puis le point de la seconde, et ainsi de suite.

Les valeurs sur 12 bits s'étendent de -2048 à +2047 ADU et correspondent aux tensions numérisées de -5 à +5 V par le convertisseur analogique/numérique. Elles sont codées de la façon suivante :

signal (V)	ADU	code binaire
+4.9975	+2047	0111 1111 1111 b
+4.9950	+2046	0111 1111 1110 b
⋮	⋮	⋮
+0.0025	+1	0000 0000 0001 b
0.0000	0	0000 0000 0000 b
-0.0025	-1	1111 1111 1111 b
⋮	⋮	⋮
-4.9975	-2047	1000 0000 0001 b
-5.0000	-2048	1000 0000 0000 b

L'octet d'information des paquets *Data* se trouve à la suite des 249 octets de données spectrales. Il complète le paquet à 250 octets et contient l'information suivante :

- bloc *Data* du paquet *Data 1* : le numéro de session LSB ;
- bloc *Data* du paquet *Data 2* : le numéro de session MSB ;
- bloc *Data* du paquet *Data 3* : la valeur de  $\text{freq}_{\text{abs}}$  LSB ;
- bloc *Data* du paquet *Data 4* : la valeur  $\text{freq}_{\text{abs}}$  MSB.

Le numéro de session représente le nombre de sessions de communication DPU–contrôleur depuis la mise sous tension du spectromètre. La première session porte la valeur numéro zéro. La valeur  $\text{freq}_{\text{abs}}$  correspond à la valeur de l'offset utilisée pour le calcul des fréquences des ondes acoustiques à partir du paramètre *frequency* de la commande. Les mots de contrôle *Chk* des paquets sont calculés sur les 250 octets, ce dernier octet d'information compris.

### Serv.data

Octet 1	Octet 2	Octet 3	Octet 4 ---- Octet 27	Octet 28 ---- Octet 253	Octet 254	Octet 255	Octet 256
STX (02h)	Length (00FCh)		Service info (24 octets)	Dummy (226 octets)	CHK (LSB,MSB)		ETX (03h)

Le paquet *Serv.data* a la même taille que les quatre précédents mais ne transporte que 24 octets d'information utile, le bloc *Service info*. Il se divise à son tour ainsi :

**current command** (12 octets), une copie de la commande correspondant aux mesures transmises ;

**valid points** (2 octets), le nombre de points valides (lorsque la transmission des données débute avant la fin de l'acquisition) ;

**system monitor** (9 octets), 6 mots de 12 bits répartis sur 9 octets selon le principe des données spectrales. Ce bloc porte les informations auxiliaires relevées par le convertisseur analogique/numérique (fig. 5.3) :

- mot 1 : la température de la photodiode 1 (thermorésistance) ;
- mot 2 : la température de la photodiode 2 (thermorésistance) ;
- mot 3 : la température de l'AOTF (sonde de température) ;
- mot 4 : la puissance des radiofréquences à 110 MHz (au centre de la plage spectrale) ;
- mot 5 : la température de la plaque de base (sonde de température) ;
- mot 6 : la tension du témoin d'alimentation.

Ces valeurs sont relevées au début des acquisitions.

**status** (1 octet), un octet de drapeaux :

- bit 7 : *End of measurement cycle*, signale la fin du cycle en cours (une acquisition spectrale nécessite plusieurs sessions de transmissions lorsqu'elle dépasse 664 points de mesure) ;
- bit 6 : *UART parity error*, signale une erreur de parité dans la transmission de la commande ;
- bit 5 : *UART time out*, signale une interruption de la transmission sur une durée supérieure au délai maximal autorisé (de 408  $\mu$ s). Le contrôleur a interrompu la réception et a transmis les données de la commande précédente. Il exécutera la commande *system calibration* par défaut ;
- bit 4 : *Command format error*, signale que la commande reçue n'est pas interprétable. La commande *system calibration* est exécutée par défaut ;
- bit 3–0 : *Session number in current measurement cycle*, porte le numéro de la session de transmission depuis le début de l'acquisition spectrale en cours, sur 4 bits (une acquisition spectrale nécessite plusieurs sessions de transmissions lorsqu'elle dépasse 664 points de mesure).

Le mot de contrôle *Chk* du paquet *Serv.data* est calculé sur ses 256 octets, les 226 octets vides compris.

## 6) Performances instrumentales

Nous avons vérifié le fonctionnement de l'instrument par quelques mesures simples. L'enregistrement du signal lorsque le senseur est dans le noir nous a permis de mesurer le bruit instrumental et celui face à une lampe à incandescence de comparer la sensibilité relative des détecteurs des différents modèles.

### 6.1) Signal d'offset et bruit de lecture

Nous avons mesuré le signal d'offset sur le modèle de qualification (MQ) et les deux modèles de vol ( $MV_1$  et  $MV_2$ ) comme un spectre sur la totalité du domaine spectral mais en l'absence de lumière. Les résultats pour les deux modèles de vols sont présentés sur la figure 5.7, comme la moyenne de 30 enregistrements sous la résolution spectrale la plus faible. Les quatre détecteurs présentent dans l'ensemble le même



signal, autour de -10 ADU, qui s'accompagne de légères oscillations basses fréquences supérieures à 20 MHz, larges de  $\pm 3$  ADU et reproductibles. La structure est différente pour les quatre voies<sup>4</sup> mais elle reste identique d'une acquisition à l'autre et ne semble dépendre que de la radiofréquence d'excitation. Après retrait de cette structure par un filtre numérique passe haut, nous mesurons sur les quatre voies un bruit de lecture haute fréquence (spectel à spectel sur 16 kHz) de 4,35 ADU RMS. La valeur reste identique quelque soit la résolution spectrale considérée, ce qui traduit cette fois l'effet d'un bruit de lecture électronique indépendant de la radiofréquence d'excitation du cristal.

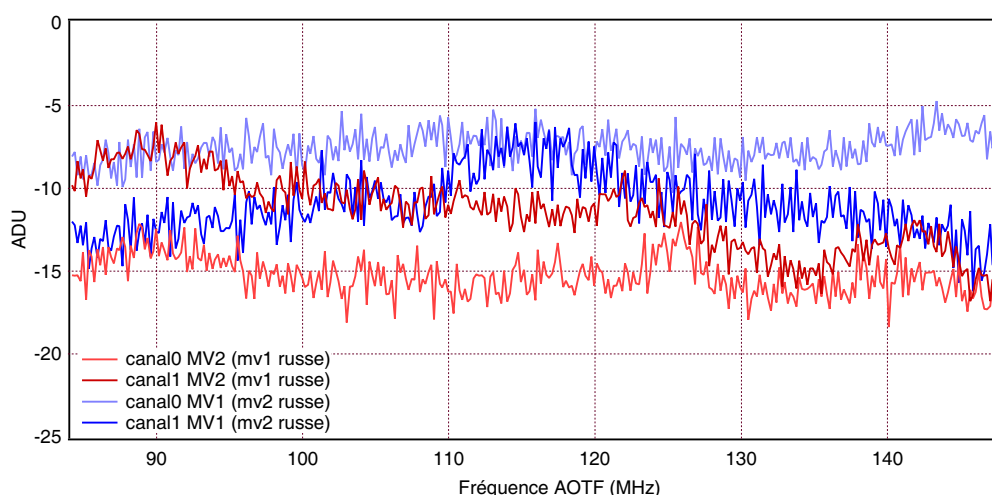


FIG. 5.7 – Signal d'offset enregistré sur tout le domaine spectral par les deux détecteurs des deux senseurs IR de vol. DAC=1504, gain=3, t=2,8 ms, step=12 (basse résolution). Les données présentées ici sont des moyennes sur 30 acquisitions.

Bien que par son fonctionnement le senseur supprime la lumière parasite et doit fournir une valeur d'offset proche de zéro, le signal d'offset mesuré sur les détecteurs n'est pas nul mais approche une dizaine d'ADU en négatif. La valeur change de quelques ADU avec la radiofréquence d'excitation du cristal AOTF. Les mesures devront donc être corrigées dans la mesure du possible. Tous les spectres des senseurs IR présentés dans ce chapitre le sont.

## 6.2) Sensibilité spectrale

Les transmissions optiques des trois instruments ont été contrôlées à partir du spectre d'une lampe à incandescence après diffusion de sa lumière par un écran blanc. La lampe émettait un rayonnement de corps noir à la température de son filament, et le spectromètre mesurait le continuum superposé de quelques raies d'absorption. La figure 5.8 présente les spectres enregistrés par les deux voies des deux modèles de vol, pour les mêmes conditions d'éclairement.

<sup>4</sup>Les deux détecteurs des deux modèles de vol.

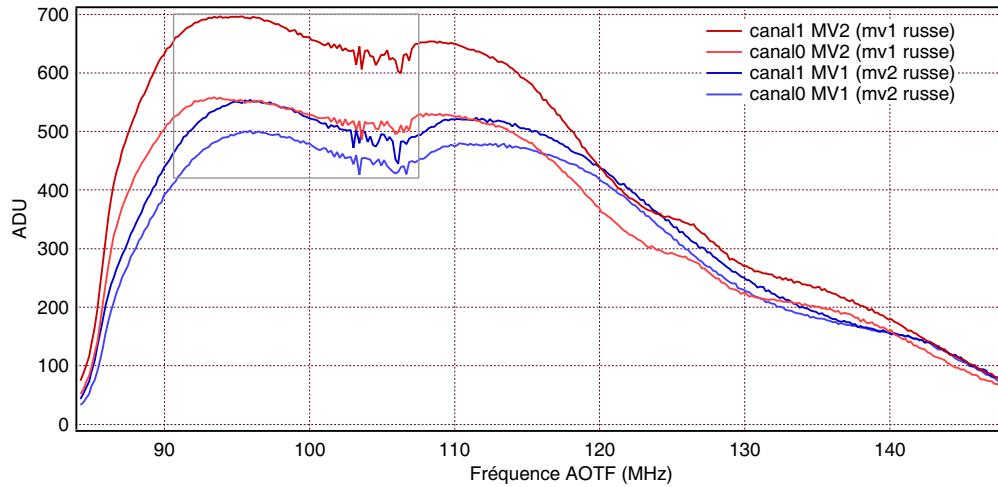


FIG. 5.8 – Spectres *full spectrum* à basse résolution de la lumière d'une lampe à incandescence réfléchi sur un écran blanc. Les courbes bleues correspondent aux détecteurs du modèle de vol MV<sub>1</sub> (*Flight*), les courbes rouges au modèle MV<sub>2</sub> (*Spare*). La totalité du domaine spectral est couverte. Les courbes sont une moyenne sur 30 acquisitions.

La figure 5.8 couvre l'ensemble du domaine spectral. Il s'agit de moyennes sur 30 acquisitions sous la résolution spectrale la plus faible (*Window 1 step* = 12, soit 192 kHz). Les radiofréquences les plus faibles correspondent aux plus grandes longueurs d'ondes du domaine spectral. La chute de signal aux radiofréquences inférieures à 90 MHz est due à la perte de sensibilité rapide des photodiodes aux longueurs d'onde au delà d'1,6  $\mu\text{m}$ . La pente douce au delà de 115 MHz correspond au profil de sensibilité des photodiodes et du corps noir de la source. Le domaine de fréquence central présente une bande d'absorption par la vapeur d'eau de l'atmosphère (du laboratoire) sur le trajet optique, d'environ 50 cm dans ce montage. Il s'agit de la bande utilisée en vol pour mesurer la vapeur d'eau sur Mars.

Les senseurs n'étaient pas exploités au maximum de leur capacité puisque le signal peut atteindre 4096 ADU et ne dépasse pas ici les 700 ADU, soit le sixième de la dynamique. Mais l'éclat de la lampe n'a pas été augmenté davantage pour ne pas réduire drastiquement sa durée de vie. Cependant, ces spectres nous renseignent déjà sur la forme de la transmission spectrale de l'instrument et sur la sensibilité relative des quatre voies. Le détecteur de la voie 1 du senseur MV<sub>2</sub> semble en particulier 25 % plus sensible que ceux des trois autres voies. Le maximum de sensibilité est atteint autour de 95 MHz, soit à 1,50  $\mu\text{m}$ .

La figure 5.10 présente un agrandissement de la région centrale de la figure 5.8.

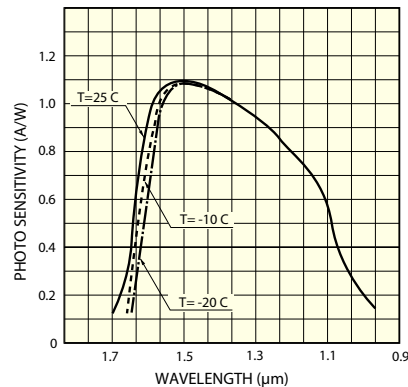


FIG. 5.9 – Sensibilité type des photodiodes (d'après document HAMAMATSU).

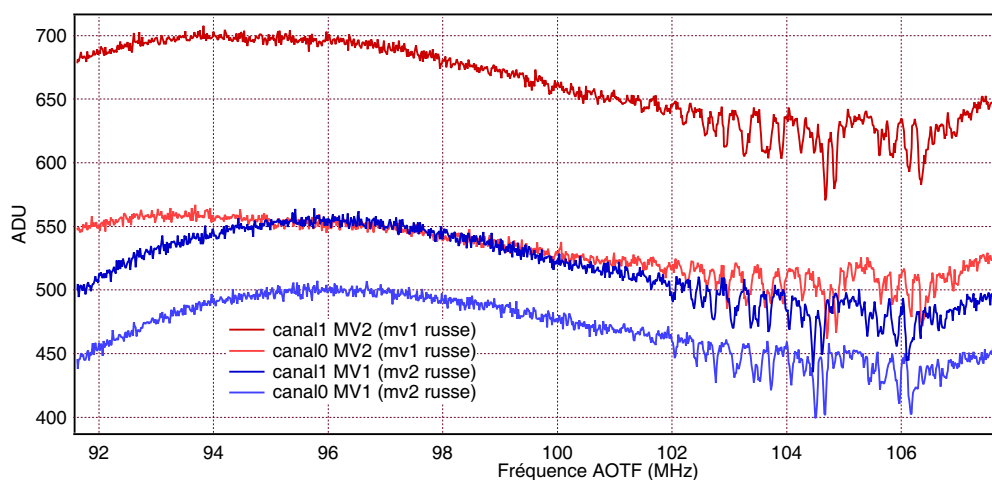


FIG. 5.10 – Spectres à haute résolution de la lumière d’une lampe à incandescence réfléchie sur un écran blanc. Les courbes bleues correspondent aux détecteurs du modèle de vol MV<sub>1</sub> (*Flight*), les courbes rouges au modèle MV<sub>2</sub> (*Spare*). Les courbes sont une moyenne sur 5 acquisitions. À droite, la bande d’absorption de la vapeur d’eau de 102 à 107 MHz, observée à travers l’air du laboratoire sur un trajet de 0,5 m.

La résolution spectrale est cette fois-ci maximale (*Window 1 step* = 1, soit 16 kHz) et les quatre spectres correspondent à une moyenne sur 5 acquisitions. La bande de vapeur d’eau est ici clairement visible. Nous remarquerons que l’étalonnage en longueur d’onde des quatre détecteurs est sensiblement différent d’un détecteur à l’autre.

## 7) Étalonnages en longueur d’onde

L’étalonnage en longueur d’onde des senseurs IR varie un peu avec la température. Il s’agit d’un effet connu des AOTF qui est dû au changement de l’indice optique du TeO<sub>2</sub> avec la température. Nous allons présenter ici un étalonnage des senseurs IR MV<sub>1</sub> (*flight*) et MV<sub>2</sub> (*spare*) sur une plage comprises entre -20°C et +40°C. Cette plage couvre les conditions d’environnement à l’intérieur de la sonde *Mars-Express*.

Les étalonnages ont eu lieu dans une étuve climatique du Service d’Aéronomie. Nous avons placé les deux senseurs à tour de rôle dans l’étuve, accompagnés d’un thermomètre à affichage digital et raccordés à un serveur du laboratoire qui simulait les communications avec le DPU. Le spectromètre était chaque fois éclairé par une lampe *Pen-Ray* au mercure argon placée à l’extérieur de l’étuve face à un large hublot, et alimentée par une alimentation continue pour s’affranchir des effets d’interférence avec une alimentation en courant alternatif à 50 Hz. Nous l’avons allumée avant le début des enregistrements pour assurer un temps de chauffe d’environ une demi-heure. Un masque noir placé sur la vitre du hublot limitait l’intrusion de la lumière parasite en réduisant l’ouverture de la fenêtre aux quelques centimètres carrés correspondant au champ de vue du spectromètre.

L’étuve climatique assurait une circulation de l’air en circuit fermé et régulé en température au dixième de degré. Nous avons construit sept paliers de température

à -20°C, -10°C, 0°C, 10°C, 20°C, 30°C et 40°C. L'air de la cuve était asséché en permanence pour éviter la formation de givre sur les optiques lors des températures négatives. Pendant les paliers, une fois la température de l'instrument stabilisée, nous avons relevé les températures indiquées par l'affichage de l'étuve et le thermomètre digital. Les senseurs IR ont enregistré les températures de la plaque de base, de l'AOTF et des deux détecteurs, mais ces dernières n'ont pu être connues qu'après l'analyse des données. Le tableau 5.2 résume l'ensemble des températures relevées.

TAB. 5.2 – Températures indiquées par l'étuve climatique (consigne et réelle affichée), le thermomètre digital placé dans l'enceinte, la plaque de base et l'AOTF des senseurs IR MV<sub>1</sub> et MV<sub>2</sub> pendant les paliers de température pour l'étalonnage en longueur d'onde.

étuve		sensor IR MV <sub>1</sub> ( <i>flight</i> )			sensor IR MV <sub>2</sub> ( <i>spare</i> )		
consigne	affichage	thermomètre	baseplate	AOTF	thermomètre	baseplate	AOTF
-20°C	-20,0°C	-16,9°C	-23,3°C	-22,6°C	-18,0°C	-17,8°C	-12,9°C
-10°C	-9,9°C	-7,1°C	-12,0°C	-10,8°C	-7,6°C	-7,9°C	-3,1°C
0°C	-0,4°C	+3,9°C	-0,2°C	0,3°C	2,2°C	2,0°C	6,9°C
+10°C	+10,4°C	+13,8°C	10,1°C	10,7°C	11,6°C	11,6°C	16,2°C
+20°C	+19,7°C	+22,3°C	19,5°C	20,4°C	22,3°C	22,1°C	27,0°C
+30°C	+30,3°C	+30,5°C	26,7°C	25,8°C	31,2°C	30,8°C	35,2°C
+40°C	+40,4°C	+38,9°C	35,6°C	33,9°C	40,8°C	40,5°C	45,1°C

Les températures du thermomètre et de la plaque de base du senseur MV<sub>2</sub> se correspondent bien, à moins d'un demi-degré près. La sonde de la plaque de base du senseur MV<sub>2</sub> semble donc bien étalonnée. En revanche, la sonde de l'AOTF surestime la température de près de 5 degrés, et les deux sondes du senseur MV<sub>1</sub> indiquent une valeur similaire mais sous estimée de 4 degrés. En réalité, ceci n'a pas d'importance pour l'étalonnage en longueur d'onde puisque seule une indication fidèle de la température de l'AOTF compte et non sa justesse. Les sondes de température fonctionnant globalement correctement, nous avons retenu la température mesurée sur l'AOTF pour l'étalonnage sans y apporter de correction.

Les paliers de température ont toujours suivi le protocole suivant :

- le réglage de la température de consigne et le suivi de la température sur l'afficheur de l'étuve et le thermomètre digital ; l'air de l'étuve se stabilisait sur la température de consigne en une dizaine de minutes ;
- la mise en température du senseur pendant 20 minutes une fois la température de consigne atteinte ;
- la mise sous tension du senseur et l'acquisition continue du spectre de la lampe pendant 5 minutes ;
- l'arrêt de l'acquisition et la mise hors tension du spectromètre jusqu'aux prochaines mesures.

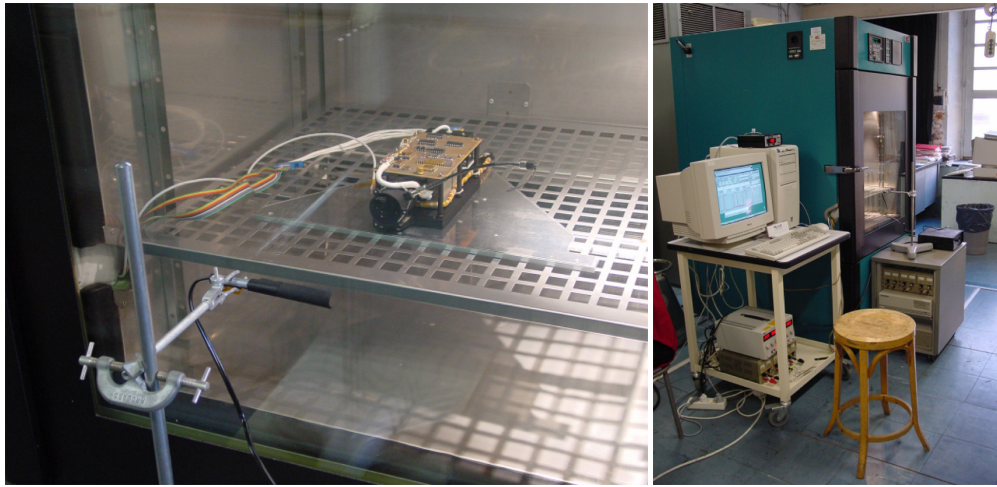
La commande envoyée à l'AOTF permettait de mesurer quatre raies infrarouges de la lampe aux longueurs d'ondes de 1.11283  $\mu\text{m}$ , 1.3567  $\mu\text{m}$ , 1.3671  $\mu\text{m}$  et 1.5293  $\mu\text{m}$ , réparties parmi les 3 fenêtres principales et sous la résolution maximale :

**commande décimale** 165 94 40 80 16 86 172 16 179 80 160 0

**commande hexadécimale** A5 5E 28 50 10 56 AC 10 B3 50 10 00

Cette commande correspond à la configuration

- Mode exit = 1 (*flight mode*)



- Mode source = 0 (*host command*)
- Mode dets = 2 (*detectors 0 & 1*)
- Mode time = 2 (*chop period : 5.6 ms*)
- Mode gain = 1 (*gain 3*)
- DAC = 1504
- Window1 frequency = 93 440 kHz
- Window1 points = 80 (80 spectels)
- Window1 step = 1 (16 kHz)
- Window2 frequency = 105 216 kHz
- Window2 points = 172 (172 spectels)
- Window2 step = 1 (16 kHz)
- Window3 frequency = 129 024 kHz
- Window3 points = 80 (80 spectels)
- Window3 step = 1 (16 kHz)
- Config dots descriptor = *no dots*

Les figures 5.11 et 5.12 présentent respectivement les enregistrements des senseurs  $MV_1$  et  $MV_2$  dans les trois fenêtres spécifiées aux sept températures de consigne.

Les mesures ont duré 5 minutes sur chaque palier de température et ont permis d'enregistrer environ 200 spectres par détecteur. Nous les avons sommés numériquement pour réduire leur bruit de photons. Les raies n'étant pas suffisamment échantillonnées<sup>5</sup> pour que le spectel d'intensité maximale se retrouve en leur centre, nous avons mesuré leur position comme le centre de leur largeur à mi-hauteur, après interpolation linéaire des points à mi-hauteur sur chaque flanc de raie à partir des points proche voisins. Les résultats sont présentés dans le tableau 5.3.

Les faisceaux déviés par l'AOTF en direction des détecteurs ont leur longueur d'onde proportionnelle à celle des ondes acoustiques entretenues dans le cristal, autrement dit inversement proportionnelle à la radiofréquence d'excitation. La loi d'étalement est donc relativement simple puisque représentée dans un graphique en  $\lambda = f(c/f_{AOTF})$ , les positions des quatre raies s'alignent pour un détecteur et une tempé-

<sup>5</sup>Elles le sont sur 9 points.

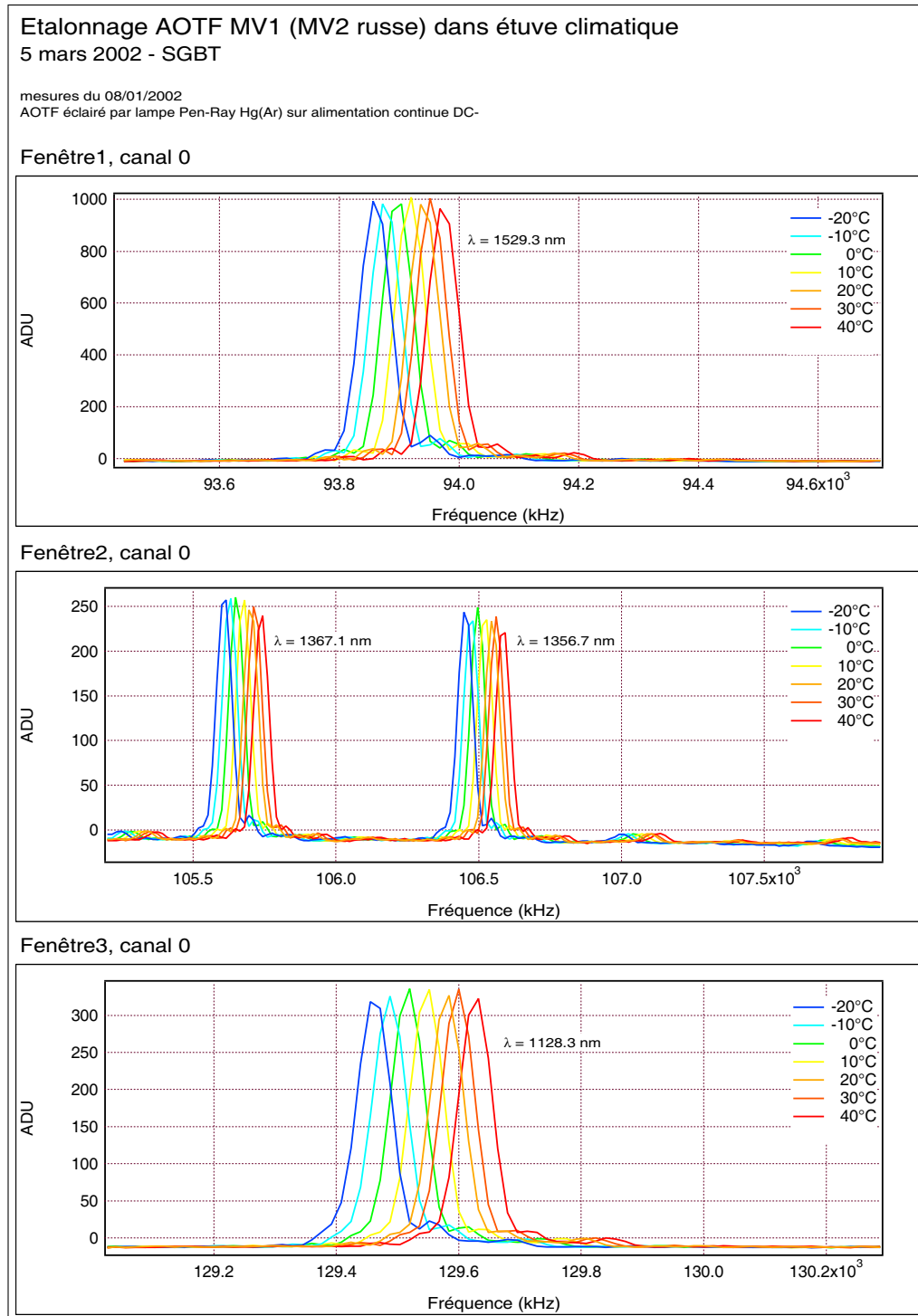


FIG. 5.11 – Mesure des raies d'émission à 1.11283  $\mu\text{m}$ , 1.3567  $\mu\text{m}$ , 1.3671  $\mu\text{m}$  et 1.5293  $\mu\text{m}$  d'une lampe au mercure argon par le détecteur 1 (canal 0) du senseur IR MV<sub>1</sub>, dans trois fenêtres d'observation et sous la résolution maximale. Les températures indiquées sont la consigne de l'étuve climatique.



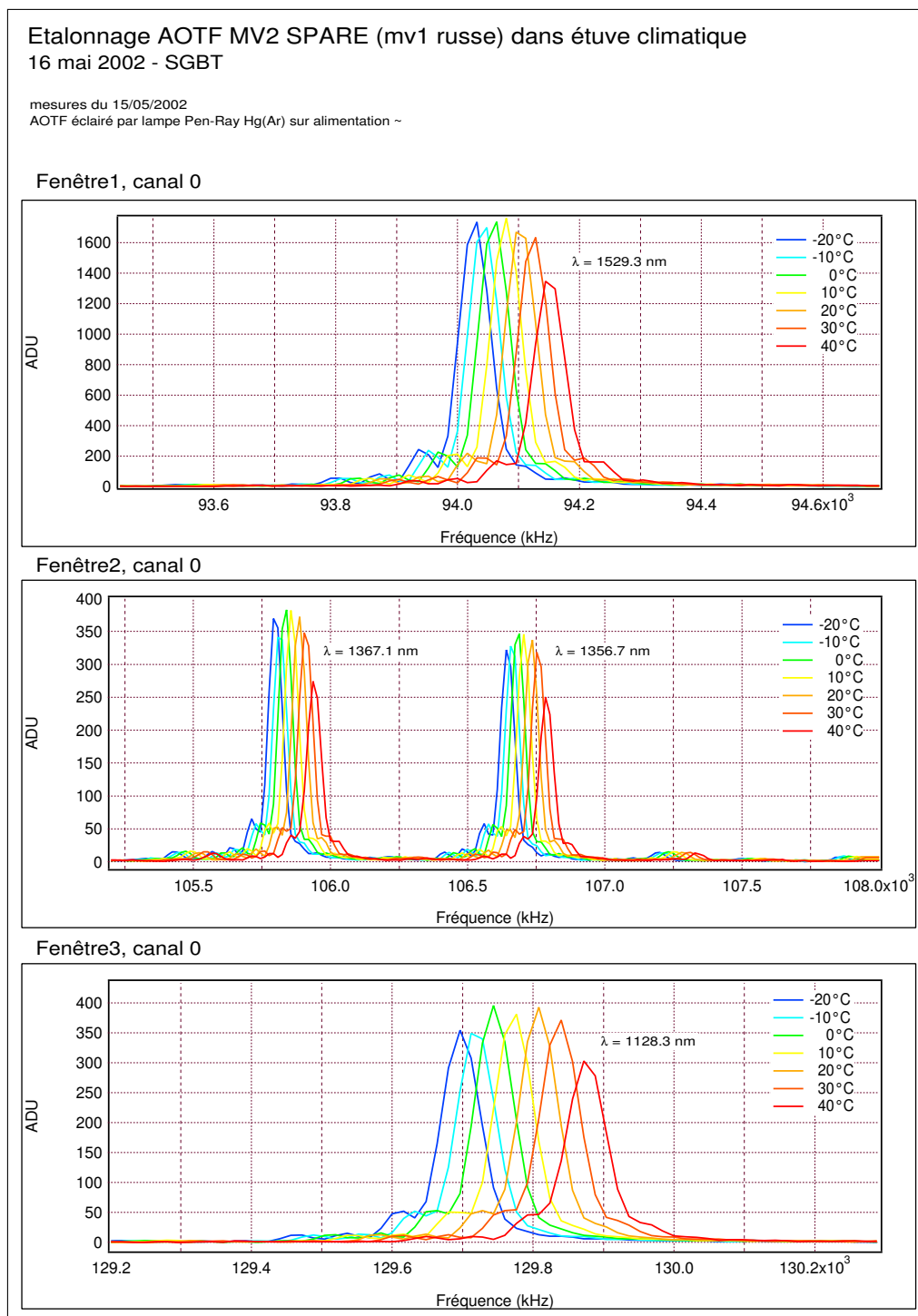


FIG. 5.12 – Mesure des raies d'émission à 1.11283  $\mu\text{m}$ , 1.3567  $\mu\text{m}$ , 1.3671  $\mu\text{m}$  et 1.5293  $\mu\text{m}$  d'une lampe au mercure argon par le détecteur 1 (canal 0) du senseur IR MV<sub>2</sub>, dans trois fenêtres d'observation et sous la résolution maximale. Les températures indiquées sont la consigne de l'étuve climatique. Les longueurs d'ondes sont celles dans l'air.

TAB. 5.3 – Position en radiofréquence du centre des quatre raies à 1.11283  $\mu\text{m}$ , 1.3567  $\mu\text{m}$ , 1.3671  $\mu\text{m}$  et 1.5293  $\mu\text{m}$  de la lampe à mercure pour les deux détecteur des deux sensor IR de vol, aux sept températures de l'étuve climatique.

Senseur MV<sub>1</sub>, détecteur 1 (canal 0)

T°C <sub>AOTF</sub>	1529,3 nm	1367,1 nm	1356,7 nm	1128,3 nm
-22,61°C	93859.9 kHz	105608.4 kHz	106453.1 kHz	129461.9 kHz
-10,84°C	93876.9 kHz	105628.0 kHz	106472.8 kHz	129487.1 kHz
0,33°C	93897.1 kHz	105651.6 kHz	106496.4 kHz	129516.7 kHz
10,69°C	93918.5 kHz	105675.9 kHz	106521.1 kHz	129547.7 kHz
20,40°C	93941.1 kHz	105701.8 kHz	106547.2 kHz	129580.4 kHz
25,81°C	93953.5 kHz	105716.2 kHz	106561.6 kHz	129598.4 kHz
33,92°C	93973.6 kHz	105738.9 kHz	106584.7 kHz	129627.0 kHz

Senseur MV<sub>1</sub>, détecteur 2 (canal 1)

T°C <sub>AOTF</sub>	1529,3 nm	1367,1 nm	1356,7 nm	1128,3 nm
-22,61°C	93818.0 kHz	105562.4 kHz	106406.7 kHz	129406.8 kHz
-10,84°C	93835.6 kHz	105582.7 kHz	106427.0 kHz	129432.9 kHz
0,33°C	93856.8 kHz	105607.0 kHz	106451.7 kHz	129463.7 kHz
10,69°C	93878.7 kHz	105632.1 kHz	106476.8 kHz	129495.5 kHz
20,40°C	93901.6 kHz	105658.3 kHz	106503.5 kHz	129528.8 kHz
25,81°C	93914.4 kHz	105673.1 kHz	106518.3 kHz	129547.1 kHz
33,92°C	93934.8 kHz	105696.4 kHz	106541.5 kHz	129576.4 kHz

Senseur MV<sub>2</sub>, détecteur 1 (canal 0)

T°C <sub>AOTF</sub>	1529,3 nm	1367,1 nm	1356,7 nm	1128,3 nm
-12,86°C	94028.2 kHz	105798.9 kHz	106645.3 kHz	129698.1 kHz
-3,13°C	94042.9 kHz	105816.0 kHz	106662.4 kHz	129719.4 kHz
6,88°C	94060.1 kHz	105835.7 kHz	106682.2 kHz	129744.7 kHz
16,18°C	94079.5 kHz	105858.1 kHz	106704.8 kHz	129772.5 kHz
26,96°C	94103.6 kHz	105885.6 kHz	106732.6 kHz	129807.6 kHz
35,23°C	94124.4 kHz	105909.8 kHz	106757.2 kHz	129837.8 kHz
45,09°C	94150.8 kHz	105940.0 kHz	106787.4 kHz	129876.0 kHz

Senseur MV<sub>2</sub>, détecteur 2 (canal 1)

T°C <sub>AOTF</sub>	1529,3 nm	1367,1 nm	1356,7 nm	1128,3 nm
-12,86°C	94002.3 kHz	105770.5 kHz	106616.6 kHz	129665.6 kHz
-3,13°C	94017.1 kHz	105787.7 kHz	106634.1 kHz	129687.6 kHz
6,88°C	94034.8 kHz	105808.2 kHz	106654.5 kHz	129713.2 kHz
16,18°C	94054.5 kHz	105831.1 kHz	106677.5 kHz	129741.6 kHz
26,96°C	94078.9 kHz	105859.4 kHz	106706.2 kHz	129777.7 kHz
35,23°C	94100.7 kHz	105883.6 kHz	106730.7 kHz	129808.3 kHz
45,09°C	94127.1 kHz	105914.2 kHz	106761.4 kHz	129846.7 kHz



rature donnés. Nous avons déterminé les coefficients des droites par une interpolation linéaire au sens des moindres carrés. La figure 5.13 présente les fonctions d'étalonnage des deux senseur de vol comme une fonction en  $\lambda = f(f_{\text{AOTF}})$ . Les courbes sont accompagnées des fonctions d'étalonnage établies pour les sept températures de l'étuve climatique. Une interpolation polynomiale de degré 2 sur la variation des coefficients avec la température a permis ensuite de retrouver la fonction d'étalonnage globale pour toutes les températures comprises entre -20°C et 40°C. Nous l'exprimerons donc finalement par<sup>6</sup>

$$\lambda = a_0(T) + a_1(T) \times \frac{c}{f_{\text{AOTF}}} . \quad (5.1)$$

Les coefficients  $a_0$  et  $a_1$  dépendent de la température. Leur expression pour la température exprimée en degré Celsius,  $\lambda$  en mètre et  $f_{\text{AOTF}}$  en hertz vaut

- pour le senseur MV<sub>1</sub>, détecteur 1 (canal 0) :
  - $a_0(\text{T}^\circ\text{C}) = 7.1218251 \cdot 10^{-8} + 4.5076 \cdot 10^{-12} \times T - 4.4792 \cdot 10^{-15} \times T^2$
  - $a_1(\text{T}^\circ\text{C}) = 4.5668021 \cdot 10^{-7} + 7.8446 \cdot 10^{-12} \times T + 5.5156 \cdot 10^{-14} \times T^2$
- pour le senseur MV<sub>1</sub>, détecteur 2 (canal 1) :
  - $a_0(\text{T}^\circ\text{C}) = 7.1295852 \cdot 10^{-8} + 4.5382 \cdot 10^{-12} \times T + 7.7095 \cdot 10^{-16} \times T^2$
  - $a_1(\text{T}^\circ\text{C}) = 4.5645928 \cdot 10^{-7} + 8.1216 \cdot 10^{-12} \times T + 5.1977 \cdot 10^{-14} \times T^2$
- pour le senseur MV<sub>2</sub>, détecteur 1 (canal 0) :
  - $a_0(\text{T}^\circ\text{C}) = 7.1282456 \cdot 10^{-8} + 3.9407 \cdot 10^{-12} \times T + 1.7097 \cdot 10^{-14} \times T^2$
  - $a_1(\text{T}^\circ\text{C}) = 4.5739587 \cdot 10^{-7} + 7.1204 \cdot 10^{-12} \times T + 5.5367 \cdot 10^{-14} \times T^2$
- pour le senseur MV<sub>2</sub>, détecteur 2 (canal 1) :
  - $a_0(\text{T}^\circ\text{C}) = 7.1386270 \cdot 10^{-8} + 4.1838 \cdot 10^{-12} \times T + 1.1334 \cdot 10^{-14} \times T^2$
  - $a_1(\text{T}^\circ\text{C}) = 4.5723909 \cdot 10^{-7} + 7.2206 \cdot 10^{-12} \times T + 5.7918 \cdot 10^{-14} \times T^2$

Leur expression pour la température de l'AOTF conservée en ADU,  $\lambda$  exprimé en mètre et  $f_{\text{AOTF}}$  en hertz vaut

- pour le senseur MV<sub>1</sub>, détecteur 1 (canal 0) :
  - $a_0(\text{T}_{\text{ADU}}) = 6.9654110 \cdot 10^{-8} + 1.6959 \cdot 10^{-12} \times T - 2.6625 \cdot 10^{-16} \times T^2$
  - $a_1(\text{T}_{\text{ADU}}) = 4.5865241 \cdot 10^{-7} - 5.4402 \cdot 10^{-12} \times T + 3.2869 \cdot 10^{-15} \times T^2$
- pour le senseur MV<sub>1</sub>, détecteur 2 (canal 1) :
  - $a_0(\text{T}_{\text{ADU}}) = 7.0114992 \cdot 10^{-8} + 1.0033 \cdot 10^{-12} \times T + 4.6624 \cdot 10^{-17} \times T^2$
  - $a_1(\text{T}_{\text{ADU}}) = 4.5811878 \cdot 10^{-7} - 4.9488 \cdot 10^{-12} \times T + 3.0975 \cdot 10^{-15} \times T^2$
- pour le senseur MV<sub>2</sub>, détecteur 1 (canal 0) :
  - $a_0(\text{T}_{\text{ADU}}) = 7.1481701 \cdot 10^{-8} - 1.3183 \cdot 10^{-12} \times T + 1.0191 \cdot 10^{-15} \times T^2$
  - $a_1(\text{T}_{\text{ADU}}) = 4.5958222 \cdot 10^{-7} - 5.6467 \cdot 10^{-12} \times T + 3.3004 \cdot 10^{-15} \times T^2$
- pour le senseur MV<sub>2</sub>, détecteur 2 (canal 1) :
  - $a_0(\text{T}_{\text{ADU}}) = 7.1088736 \cdot 10^{-8} - 4.8963 \cdot 10^{-13} \times T + 6.7532 \cdot 10^{-16} \times T^2$
  - $a_1(\text{T}_{\text{ADU}}) = 4.5958861 \cdot 10^{-7} - 5.9628 \cdot 10^{-12} \times T + 3.4526 \cdot 10^{-15} \times T^2$

Ces dernières seront plus pratiques d'emploi puisqu'elles reprennent les valeurs de température transmises par les senseurs en ADU sans effectuer de conversion préliminaire.

<sup>6</sup>La constante  $c$  de cette équation correspond à la célérité de la lumière mais ne traduit pas la vitesse de propagation des ondes acoustiques dans le cristal AOTF, elle permet simplement d'obtenir un coefficient  $a_1$  sans dimension.

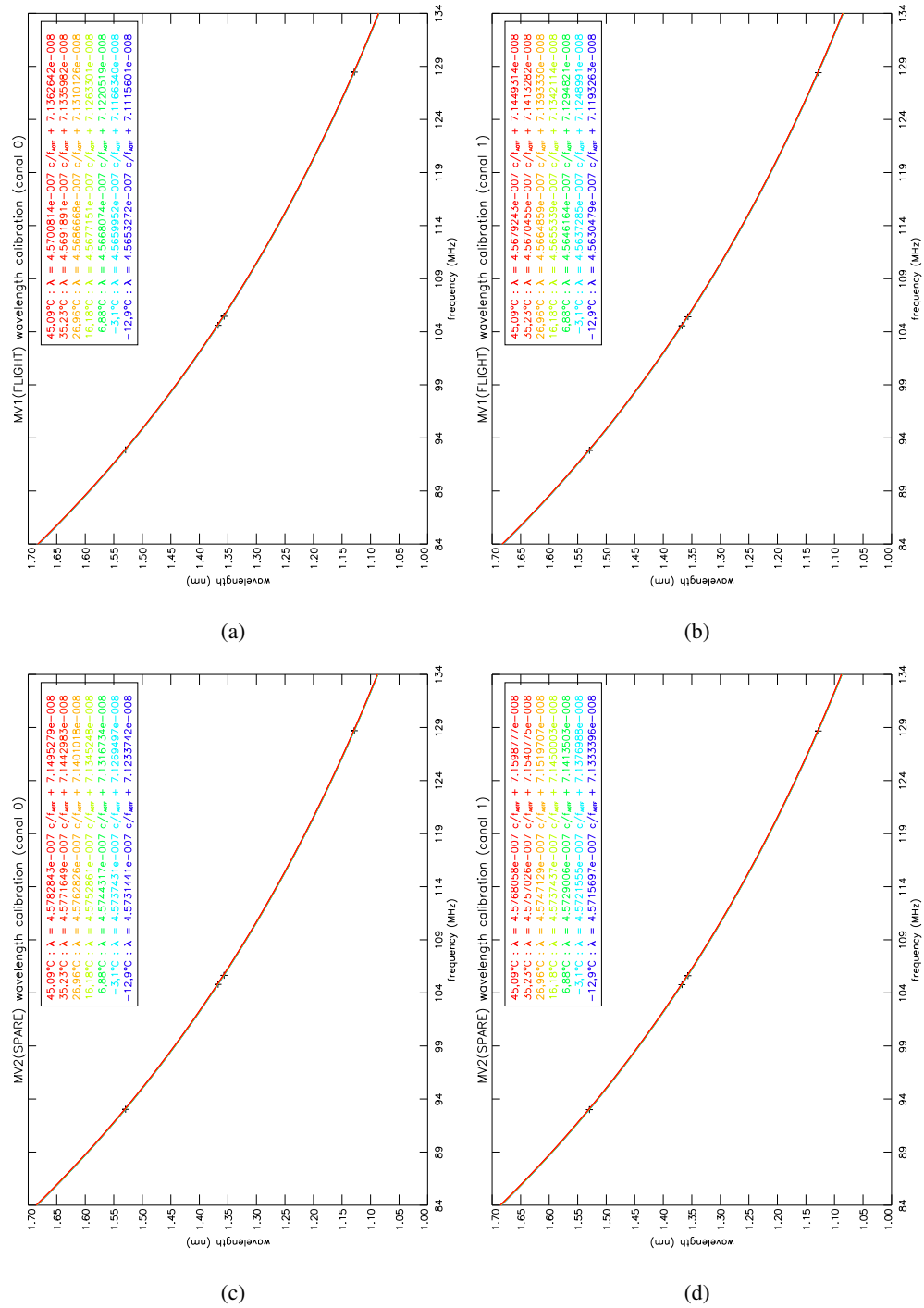


FIG. 5.13 – Étalonnages des senseur IR MV<sub>1</sub> et MV<sub>2</sub> : longueur d'onde en fonction de la radiofréquence d'excitation du cristal AOTF. (a) : MV<sub>1</sub> détecteur 1, (b) : MV<sub>1</sub> détecteur 2, (c) : MV<sub>2</sub> détecteur 1, (d) : MV<sub>2</sub> détecteur 2. Les croix désignent les positions des quatre raies à 1.11283  $\mu\text{m}$ , 1.3567  $\mu\text{m}$ , 1.3671  $\mu\text{m}$  et 1.5293  $\mu\text{m}$ .

De -20 à 40°C, les longueurs d'ondes se décalent d'environ 240 kHz soit près de 15 spectels sous la meilleure résolution spectrale ( $Window \times step = 1$ , soit 16 kHz). On veillera donc à soigner l'étalonnage des spectres en longueur d'onde en tenant chaque fois compte de la température de l'AOTF au moment des mesures. On veillera à mesurer le décalage horizontal des spectres les uns par rapport aux autres à la manière des mesures de vitesses radiales, pour les superposer ensuite convenablement avant de procéder aux inversions spectrales, ou pour comparer les spectres entre eux. Nous avons en effet constaté un décalage de l'étalonnage sous l'effet de l'échauffement propre de l'instrument, très léger puisque de 8 kHz en 15 minutes d'enregistrement, mais qui représente déjà un demi-spectel sous la résolution spectrale la plus grande.

La sensibilité du spectromètre avec la température ne devra pourtant pas apparaître comme une difficulté. Le phénomène doit simplement être connu. Il se corrige très facilement grâce aux sondes de températures disposées sur le senseur.

## 8) Programmation des observations

Le senseur IR et le DPU contiennent en mémoire une table de 32 commandes pré-programmées pour faire l'économie de la bande passante montante une fois l'instrument en orbite martienne. À ces commandes s'ajoutent un jeu de *dots*, un ensemble de petites fenêtres spectrales prédéfinies qui permettent de sonder le domaine spectral en quelques endroits *a priori* intéressants. Ces commandes et ces *dots* ont été choisis de façon à répondre aux observations les plus courantes. Les tables du DPU et du senseur IR sont identiques.

Au cours d'une séance d'observation, cette commande garde une configuration constante. Mais il est serait possible de prévoir un fonctionnement dans lequel le DPU la change selon un programme *ad hoc*.

### 8.1) Description des *dots*

Les dots sont 14 petites fenêtres spectrales de 3, 5 ou 15 spectels, programmées dans la mémoire du senseur IR. Leur définition est similaire à celle des trois fenêtres principales. Ils utilisent la résolution spectrale la plus grande ( $Window \times step = 1$ , soit 16 kHz). Leurs mesures interviennent après celles des fenêtres principales, pendant la redescende de l'AOTF en radiofréquence, à l'inverse des premières qui sont mesurées sur la rampe ascendante.

TAB. 5.4 – Définition des 14 *dots* : nom, *dots frequency* (en kHz) et *dots points*. La valeur de *dots step* est toujours égale à 1, soit de 16 kHz.

Nom	D1	D2	D3	D4	D5	D6	D7
Frequency	147 968	133 888	125 952	121 600	116 992	113 920	111 008
Points	3 ou 5	3 ou 5	3 ou 5	3 ou 5	3 ou 5	3 ou 5	3 ou 5

Nom	D8	DC1	D9	D10	DC2	DC3	D11
Frequency	109 456	100 896	94 832	92 416	91 200	89 152	83 456
Points	3 ou 5	15	3 ou 5	3 ou 5	15	15	3 ou 5

Les *dots* sont de deux types. Les *dots* D1 à D11 s'étendent sur 3 ou 5 spectels et mesurent le niveau du continuum spectral entre deux raies d'absorption. Ces onze *dots* ont leur importance lorsque la largeur des fenêtres principales est insuffisante pour atteindre le continuum. Les trois autres *dots*, de DC1 à DC3, s'étendent sur 15 spectels et mesurent le fond de trois raies d'absorption du dioxyde de carbone. Ils ont été détournés de leur fonction d'origine pour constituer trois petites fenêtres dédiées à la mesure des raies du CO<sub>2</sub>. On notera que ces dots sont de trois à cinq fois plus larges que les premiers. Une description détaillée des *dots* est donnée dans le tableau 5.4.

Les *dots* ne sont pas accessibles directement mais forment 7 lots. L'opérateur fait appel à l'un de ces lots par l'intermédiaire du mot *Config dots descriptor* de la commande. La répartition des *dots* au sein de ces lots est présenté par la table 5.5. La figure 5.14 illustre leur position sur un spectre de transmission atmosphérique martien défini à partir d'un modèle. Chaque flèche correspond à la position d'un *dot*. Les fenêtres larges de 3 points sont représentées en bleu, celles de 5 points en vert et celles de 15 points en rouge. On remarquera que ces dernières (en rouge) mesurent effectivement le fond de quelques raies du CO<sub>2</sub> à l'inverse des premières (bleues et vertes) qui mesurent le niveau du continuum entre les raies.

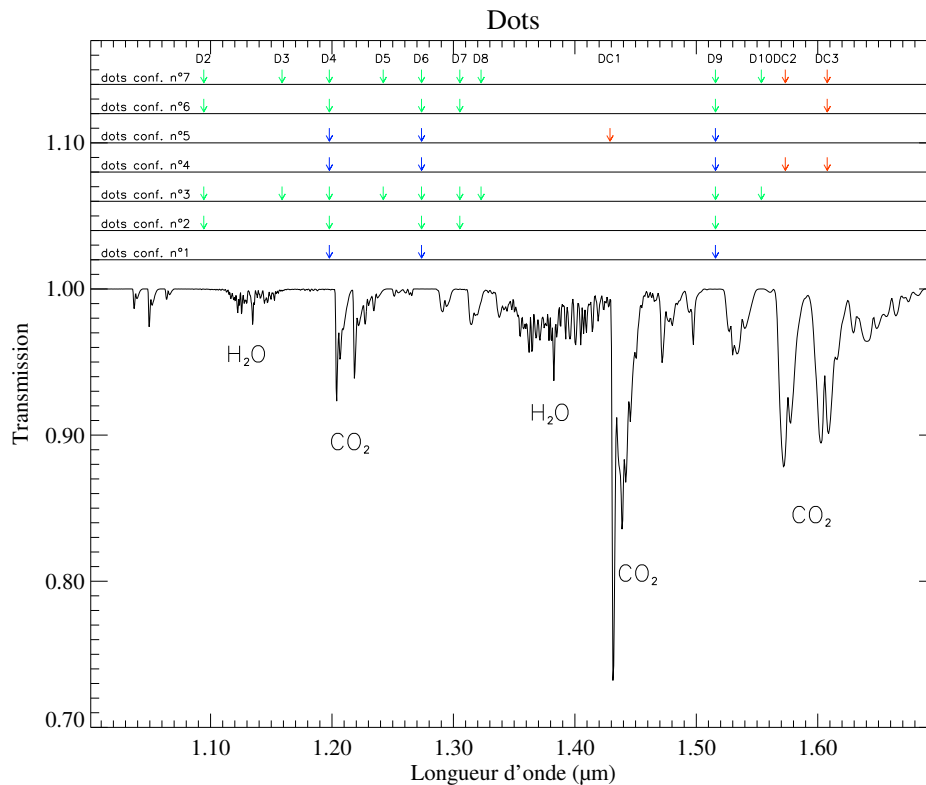


FIG. 5.14 – Répartition des *dots* parmi les 7 configurations disponibles. Les flèches bleues correspondent aux fenêtres sur 3 points, les flèches vertes aux fenêtres sur 5 points, les flèches rouges aux fenêtres sur 15 points. Les fenêtres bleues et vertes sont dédiées au continuum, les fenêtres rouges aux raies du CO<sub>2</sub>. La transmission atmosphérique résulte d'un modèle.

TAB. 5.5 – Répartition des *dots* parmi les 7 configurations disponibles. La valeur indiquée correspond au nombre de points de la fenêtre.

<i>conf.</i>	D1	D2	D3	D4	D5	D6	D7	D8	D9	D10	D11	DC1	DC2	DC3
0	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–
1	3	–	–	3	–	3	–	–	3	–	3	–	–	–
2	5	5	–	5	–	5	5	–	5	–	5	–	–	–
3	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	–	–	–
4	3	–	–	3	–	3	–	–	3	–	3	–	15	15
5	3	–	–	3	–	3	–	–	3	–	3	15	–	–
6	5	5	–	5	–	5	5	–	5	–	5	15	15	15
7	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	–	15	15

## 8.2) Description des commandes prédéfinies

Les mémoires internes du senseur IR et du DPU contiennent toutes deux une table de 32 commandes prédéfinies pour répondre aux observations les plus courantes. Les tables sont identiques et les 32 commandes sont réparties en 5 groupes : les observations *full spectrum* (elles sondent la totalité du domaine spectral), les observations au *nadir* de la vapeur d'eau seule, les observations au *nadir* de la vapeur d'eau et du dioxyde de carbone, les observations au *limbe*, et les observations d'*occultations solaires*. Citons aussi quelques modes de *laboratoire*.

Ces commandes sont détaillées dans les tableaux 5.6 et 5.7 et sont illustrées par les figures 5.15 à 5.17. Pour chaque, le gain numérique (*Mode config gain*) est porté à 3 et le DAC à 1504. Ces valeurs sont issues d'une optimisation lors des essais fonctionnels en laboratoire.

**Les commandes 1 à 12** correspondent aux observations *full spectrum*. Ce mode nécessite plusieurs sessions de communications avec le DPU pour transmettre un spectre complet mais est il est toujours très utile d'avoir un aperçu du signal sur tout le domaine spectral. Les 12 commandes définissent une fenêtre unique sur la totalité de la bande des radiofréquences de l'AOTF, sans *dots* (inutiles ici), et se distinguent par le nombre de détecteurs, le temps d'intégration et la résolution spectrale. Ces commandes sont illustrées par la figure 5.15.

**Les commandes 13 à 24** correspondent aux observations au *nadir*. Les quatre premières ne s'intéressent qu'aux raies de la vapeur d'eau, les quatre suivantes aux raies de vapeur d'eau et du dioxyde de carbone. Ces observations permettent de mesurer la quantité intégrée de la vapeur d'eau et du dioxyde de carbone et d'étudier les couches denses et basses de l'atmosphère. Les commandes définissent une ou plusieurs fenêtres spectrales autour des raies principales des deux constituants et mesurent le niveau du continuum spectral pour permettre leur normalisation les uns aux autres. Elles sont illustrées par la figure 5.16. Les fenêtres W2 et W3 des commandes 22 à 24 sont identiques pour de meilleures mesures de la vapeur d'eau.

**Les commandes 25 et 26** correspondent aux observations au *limbe*. Ces observations s'intéressent au spectre d'émission de la haute atmosphère dont la raie d'émission naturelle du dioxygène  $O_2(^1\Delta_g)$  à  $1,27 \mu m$ . Les deux fenêtres spectrales définissent une zone autour des raies d'émission naturelle du dioxygène et du radical OH. Ces commandes sont illustrées sur la figure 5.17.

**Les commandes 27 à 29** correspondent aux observations d'*occultations solaires*. Ces observations mesurent les profils verticaux de température et de pression de l'atmosphère à partir des observations du dioxyde de carbone, et la répartition verticale de la vapeur d'eau. Les fenêtres définies par ces commandes explorent les raies de ces deux constituants. Le temps d'acquisition des spectres ne dépasse pas deux secondes pour ne pas dégrader la résolution verticale. Ces commandes sont illustrées sur la figure 5.17.

**Les commandes 0, 30 et 31** sont des modes de *laboratoire*. Les commandes 0 et 31 correspondent à deux tests fonctionnels du DPU et sont réservées. La commande 30 définit trois fenêtres spectrales centrées sur la transmission de trois filtres IR de laboratoire à  $1,15 \mu m$ ,  $1,3 \mu m$  et  $1,55 \mu m$ . Ces filtres ont servi à de nombreuses reprises lors des étalonnages en laboratoire.

**La commande *system calibration*** La commande *system calibration* est une commande préprogrammée particulière qui ne fait pas partie de la table. Le spectromètre l'exécute à sa mise sous tension et lorsqu'il reçoit une commande non interprétable. La commande réalise un diagnostic sommaire du système. Le spectromètre balaie la totalité du domaine spectral à basse résolution et mesure le signal spectral sur la première voie et le signal de la sonde de puissance *aotf power* sur l'autre voie. Sa définition est la suivante :

- Mode exit = 1 (*flight mode*)
- Mode source = 0 (*host command*)
- Mode dets = 3 (*detectors 0 & aotf power*)
- Mode time = 1 (*chop period : 2.8 ms*)
- Mode gain = 0 (*gain 1*)
- DAC = 1024
- Window1 frequency = 83 200 kHz
- Window1 points = 332 (*664 spectels pour les deux voies*)
- Window1 step = 11 (*176 kHz*)
- Window2 points = 0 (*window disabled*)
- Window3 points = 0 (*window disabled*)
- Config dots descriptor = *no dots*

Elle s'exécute en 1 seconde.

## 9) Consommation en courant

Le paramètre DAC contrôle la puissance des ondes acoustiques dans le cristal de l'AOTF. Incrémenter sa valeur augmente la puissance des ondes acoustiques au sein du cristal, améliore l'efficacité de la diffraction et par conséquent le niveau du signal.

n°	Description	Mode					DAC	Window 1			Window 2			Window 3			Config dots descrip.
		exit	source	dets	time (ms)	gain		frequency (kHz)	points	step	frequency (kHz)	points	step	frequency (kHz)	points	step	
1	full spectrum	flight	DPU	0&1	2.8	3	1504	84224	332	12	–	–	–	–	–	–	0
2	full spectrum	flight	DPU	0	2.8	3	1504	84224	664	6	–	–	–	–	–	–	0
3	full spectrum	flight	DPU	1	2.8	3	1504	84224	664	6	–	–	–	–	–	–	0
4	full spectrum	flight	DPU	0&1	5.6	3	1504	84224	1328	3	–	–	–	–	–	–	0
5	full spectrum	flight	DPU	0&1	5.6	3	1504	84224	332	12	–	–	–	–	–	–	0
6	full spectrum	flight	DPU	0	2.8	3	1504	84224	1328	3	–	–	–	–	–	–	0
7	full spectrum	flight	DPU	1	2.8	3	1504	84224	1328	3	–	–	–	–	–	–	0
8	full spectrum	flight	DPU	0&1	5.6	3	1504	84224	1992	2	–	–	–	–	–	–	0
9	full spectrum	flight	DPU	0&1	2.8	3	1504	84224	1992	2	–	–	–	–	–	–	0
10	full spectrum	flight	DPU	0&1	5.6	3	1504	84224	3984	1	–	–	–	–	–	–	0
11	full spectrum	flight	DPU	0&1	2.8	3	1504	84224	3984	1	–	–	–	–	–	–	0
12	full spectrum	flight	DPU	1	2.8	3	1504	84224	3984	1	–	–	–	–	–	–	0
13	H <sub>2</sub> O + dots	flight	DPU	0&1	5.6	3	1504	100096	579	1	–	–	–	–	–	–	7
14	H <sub>2</sub> O + dots	flight	DPU	0	5.6	3	1504	100096	579	1	–	–	–	–	–	–	7
15	H <sub>2</sub> O + dots	flight	DPU	1	5.6	3	1504	100096	579	1	–	–	–	–	–	–	7
16	H <sub>2</sub> O + continuum voisin	flight	DPU	0&1	5.6	3	1504	98048	22	2	100608	536	1	110848	106	2	0
17	H <sub>2</sub> O + continuum voisin	flight	DPU	0	5.6	3	1504	98048	22	2	100608	536	1	110848	106	2	0
18	H <sub>2</sub> O + continuum voisin	flight	DPU	1	5.6	3	1504	98048	22	2	100608	536	1	110848	106	2	0
19	H <sub>2</sub> O + CO <sub>2</sub> Nadir (variante 1)	flight	DPU	0&1	2.8	3	1504	89344	1243	1	–	–	–	–	–	–	7
20	H <sub>2</sub> O + CO <sub>2</sub> Nadir (variante 1)	flight	DPU	0	2.8	3	1504	89344	1243	1	–	–	–	–	–	–	7
21	H <sub>2</sub> O + CO <sub>2</sub> Nadir (variante 1)	flight	DPU	1	2.8	3	1504	89344	1243	1	–	–	–	–	–	–	7
22	H <sub>2</sub> O + CO <sub>2</sub> Nadir (variante 2)	flight	DPU	0&1	2.8	3	1504	89344	192	1	98048	688	1	98048	363	2	7
23	H <sub>2</sub> O + CO <sub>2</sub> Nadir (variante 2)	flight	DPU	0	2.8	3	1504	89344	192	1	98048	688	1	98048	363	2	7
24	H <sub>2</sub> O + CO <sub>2</sub> Nadir (variante 2)	flight	DPU	1	2.8	3	1504	89344	192	1	98048	688	1	98048	363	2	7
25	limbe (3 ms par point)	flight	DPU	0&1	2.8	3	1504	89856	138	3	112640	164	1	–	–	–	5
26	limbe (6 ms par point)	flight	DPU	0&1	5.6	3	1504	89856	138	3	112640	164	1	–	–	–	5
27	H <sub>2</sub> O + CO <sub>2</sub> Occultation	flight	DPU	0	2.8	3	1504	90368	160	1	103424	289	1	127744	160	1	3
28	H <sub>2</sub> O Occultation (fenêtre large)	flight	DPU	0	2.8	3	1504	99840	579	1	–	–	–	–	–	–	7
29	H <sub>2</sub> O Occ. (3x fenêtre courte)	flight	DPU	0	2.8	3	1504	100608	193	2	100608	193	2	100608	193	2	7
30	filtres Oriels 1.55,1.3 et 1.15 µm	flight	DPU	0&1	5.6	3	1504	90880	111	2	109824	111	2	125440	110	2	0

TAB. 5.6 – Description des commandes prédéfinies du senseur IR.

n°	Description	Fréq. d'inter.	Nb. d'inter.	Temps total	Commande décimale										Commande hexadécimale									
1	full spectrum	/ 1 sec	1	1 sec	165	94	4	76	193	0	0	0	0	0	0	a5	5e	04	4c	c1	00	00	00	00
2	full spectrum	/ 2 sec	1	2 sec	133	94	4	152	98	0	0	0	0	0	0	85	5e	04	98	62	00	00	00	00
3	full spectrum	/ 2 sec	1	2 sec	149	94	4	152	98	0	0	0	0	0	0	95	5e	04	98	62	00	00	00	00
4	full spectrum	/ 2 sec	4	8 sec	169	94	4	48	53	0	0	0	0	0	0	a9	5e	04	30	35	00	00	00	00
5	full spectrum	/ 2 sec	1	2 sec	169	94	4	76	193	0	0	0	0	0	0	a9	5e	04	4c	c1	00	00	00	00
6	full spectrum	/ 2 sec	2	4 sec	133	94	4	48	53	0	0	0	0	0	0	85	5e	04	30	35	00	00	00	00
7	full spectrum	/ 2 sec	2	4 sec	149	94	4	48	53	0	0	0	0	0	0	95	5e	04	30	35	00	00	00	00
8	full spectrum	/ 2 sec	6	12 sec	173	94	4	200	39	0	0	0	0	0	0	ad	5e	04	c8	27	00	00	00	00
9	full spectrum	/ 1 sec	6	6 sec	165	94	4	200	39	0	0	0	0	0	0	a5	5e	04	c8	27	00	00	00	00
10	full spectrum	/ 2 sec	12	24 sec	169	94	4	144	31	0	0	0	0	0	0	a9	5e	04	90	1f	00	00	00	00
11	full spectrum	/ 1 sec	12	12 sec	165	94	4	144	31	0	0	0	0	0	0	a5	5e	04	90	1f	00	00	00	00
12	full spectrum	/ 2 sec	6	12 sec	149	94	4	144	31	0	0	0	0	0	0	95	5e	04	90	1f	00	00	00	00
13	H <sub>2</sub> O + dots	/ 2 sec	2	4 sec	169	94	66	67	18	0	0	0	0	0	0	a9	5e	42	43	12	00	00	00	00
14	H <sub>2</sub> O + dots	/ 4 sec	1	4 sec	137	94	66	67	18	0	0	0	0	0	0	89	5e	42	43	12	00	00	00	00
15	H <sub>2</sub> O + dots	/ 4 sec	1	4 sec	153	94	66	67	18	0	0	0	0	0	0	99	5e	42	43	12	00	00	00	00
16	H <sub>2</sub> O + continuum voisin	/ 2 sec	2	4 sec	169	94	58	22	32	68	24	18	108	106	32	0	a9	5e	3a	16	20	44	18	12
17	H <sub>2</sub> O + continuum voisin	/ 4 sec	1	4 sec	137	94	58	22	32	68	24	18	108	106	32	0	89	5e	3a	16	20	44	18	12
18	H <sub>2</sub> O + continuum voisin	/ 4 sec	1	4 sec	153	94	58	22	32	68	24	18	108	106	32	0	99	5e	3a	16	20	44	18	12
19	H <sub>2</sub> O + CO <sub>2</sub> Nadir	/ 1 sec	4	4 sec	165	94	24	219	20	0	0	0	0	0	0	7	a5	5e	18	db	14	00	00	00
20	H <sub>2</sub> O + CO <sub>2</sub> Nadir	/ 2 sec	2	4 sec	133	94	24	219	20	0	0	0	0	0	0	7	85	5e	18	db	14	00	00	00
21	H <sub>2</sub> O + CO <sub>2</sub> Nadir	/ 2 sec	2	4 sec	149	94	24	219	20	0	0	0	0	0	0	7	95	5e	18	db	14	00	00	00
22	H <sub>2</sub> O + CO <sub>2</sub> Nadir	/ 1 sec	4	4 sec	165	94	24	192	16	58	176	18	58	107	33	7	a5	5e	18	c0	10	3a	b0	12
23	H <sub>2</sub> O + CO <sub>2</sub> Nadir	/ 2 sec	2	4 sec	133	94	24	192	16	58	176	18	58	107	33	7	85	5e	18	c0	10	3a	b0	12
24	H <sub>2</sub> O + CO <sub>2</sub> Nadir	/ 2 sec	2	2 sec	149	94	24	192	16	58	176	18	58	107	33	7	95	5e	18	c0	10	3a	b0	12
25	limbe (3 ms par point)	/ 1 sec	1	1 sec	165	94	26	138	48	115	164	16	0	0	0	5	a5	5e	1a	8a	30	73	a4	10
26	limbe (6 ms par point)	/ 2 sec	1	2 sec	169	94	26	138	48	115	164	16	0	0	0	5	a9	5e	1a	8a	30	73	a4	10
27	H <sub>2</sub> O + CO <sub>2</sub> Occultation	/ 2 sec	1	2 sec	133	94	28	160	16	79	33	17	174	160	16	3	85	5e	1c	a0	10	4f	21	11
28	H <sub>2</sub> O Occultation	/ 2 sec	1	2 sec	133	94	65	67	18	0	0	0	0	0	0	7	85	5e	41	43	12	00	00	00
29	H <sub>2</sub> O Occultation	/ 2 sec	1	2 sec	133	94	68	193	32	68	193	32	68	193	32	7	85	5e	44	c1	20	44	c1	20
30	filtres Oriels	/ 2 sec	1	2 sec	169	94	30	111	32	104	111	32	165	110	32	0	a9	5e	1e	6f	20	68	6f	20

TAB. 5.7 – Description des commandes prédéfinies du capteur IR (suite).



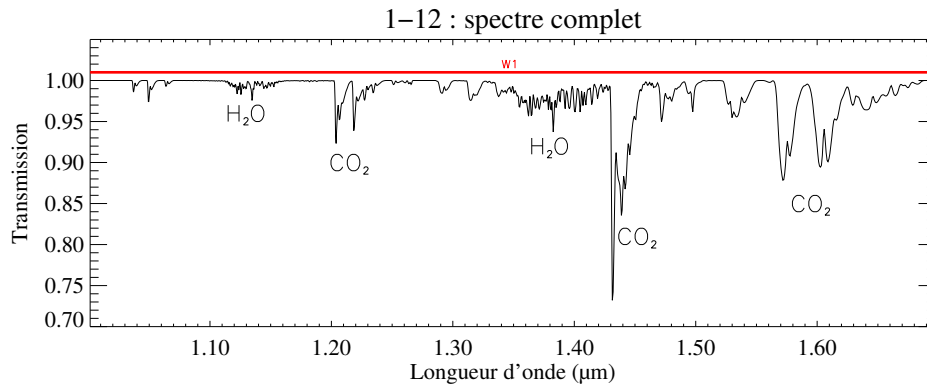


FIG. 5.15 – Observations *full spectrum* associées aux commandes prédéfinies n°1 à 12.

En revanche, elle augmente parallèlement la consommation électrique du senseur. Or l'énergie à bord de *Mars-Express* est limitée et le dimensionnement de l'alimentation BT du senseur IR fixe sa consommation électrique maximale à 300 mA.

Il existe donc une valeur optimale qui garantit le maximum de signal sans dépasser la spécification en courant. Nous avons défini cette valeur en laboratoire pour les trois modèles de qualification et de vol. Les résultats sont illustrés par la figure 5.19. Les valeurs de courant proviennent d'une lecture à l'oscilloscope comme la demie-amplitude maximale du signal pendant un balayage complet en radiofréquence (de façon conforme aux spécifications). Nous avons défini la valeur maximale du paramètre DAC à 1504, ce qui offre une petite sécurité sans jamais dépasser la consommation de 300 mA.

La figure 5.19 révèle qu'à niveau de DAC égal, le senseur MV<sub>1</sub> consomme un peu moins d'énergie que son homologue MV<sub>2</sub>. Il s'agit du modèle effectivement parti à bord de *Mars-Express*.

La figure 5.18 présente le spectre de la lumière d'une lampe à incandescence réfléchi sur un écran blanc mesuré par l'instrument (a), le rapport du signal spectral mesuré rapporté au niveau pour DAC=1504 (b), et le signal mesuré par la voie *aotf power* qui met en œuvre la sonde de puissance des radiofréquences dans le cristal de l'AOTF (c), tous trois pour différentes valeurs du paramètre DAC. L'augmentation de la sensibilité du senseur avec le DAC en parallèle d'une augmentation de la puissance des radiofréquences émises y est clairement visible. Remarquons que pour toutes les valeurs de DAC, la puissance d'émission est maximale autour de 150 MHz, soit 1,0 μm, en fin de bande spectrale. La consommation en courant suit une enveloppe similaire au profil de puissance des radiofréquences.

La figure 5.18 illustre aussi le fait que la réponse radiométrique dépend du niveau de puissance imposée par le DAC. Il ne faudra donc pas changer ce paramètre, sauf raison impérieuse.

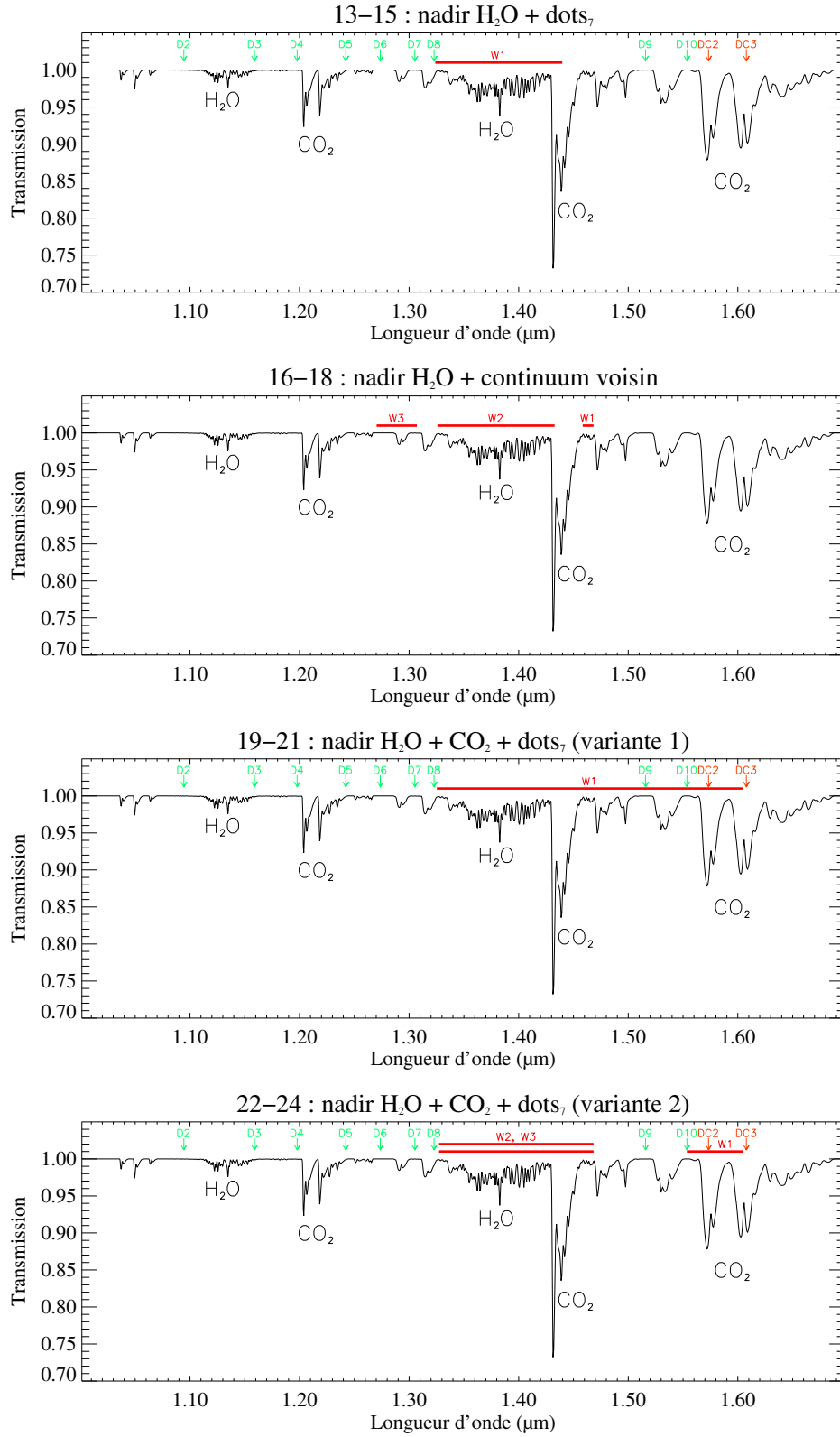


FIG. 5.16 – Observations des raies de la vapeur d'eau associées aux commandes prédéfinies n°13 à 18 (graphiques 1 et 2). Observations des raies de la vapeur d'eau et du dioxyde de carbone associées aux commandes prédéfinies n°13 à 24 (graphiques 3 et 4).

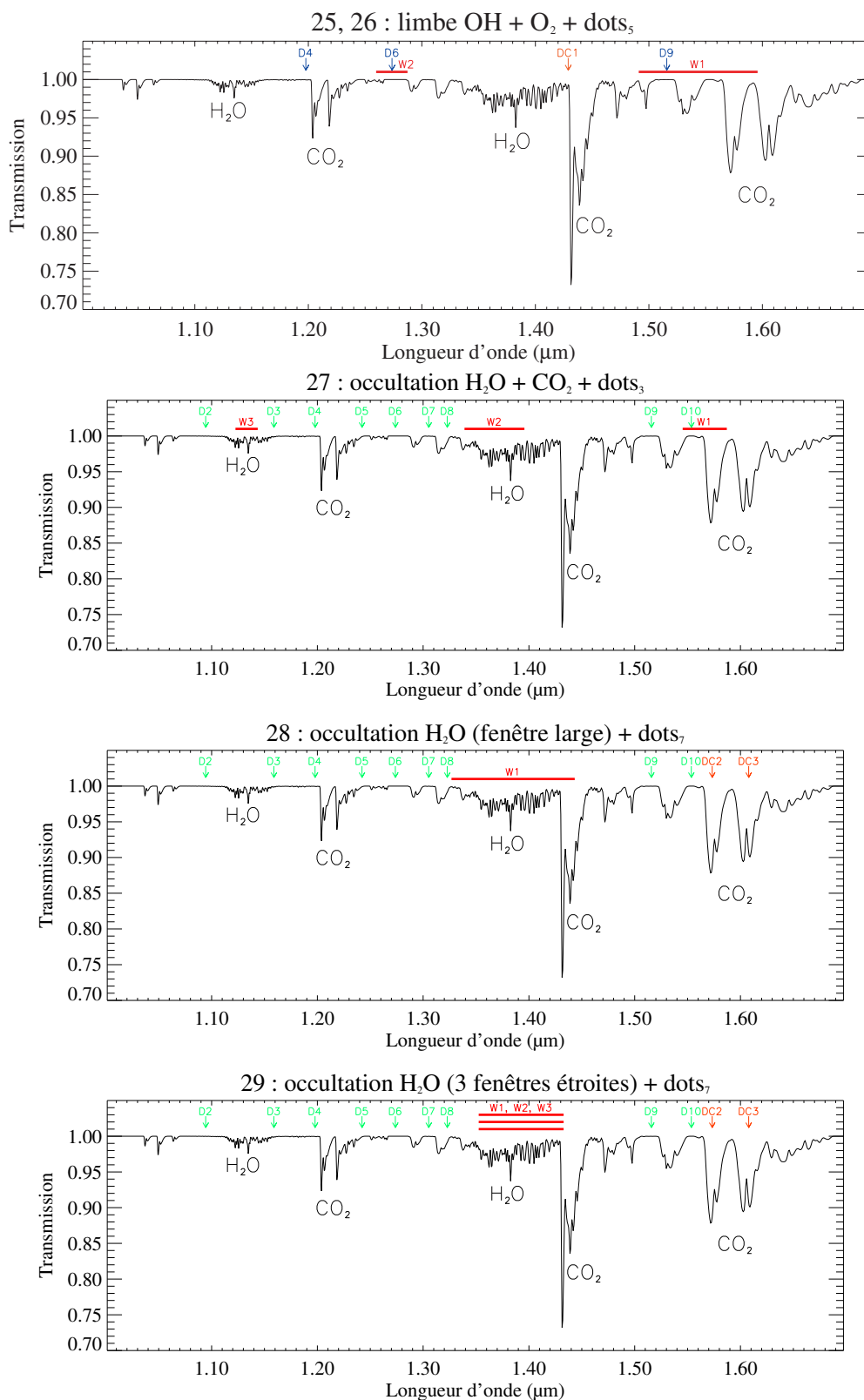
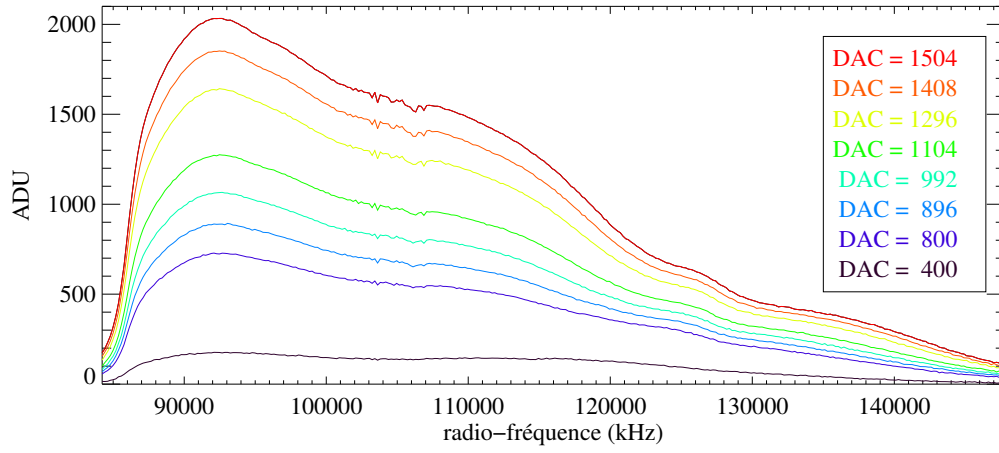
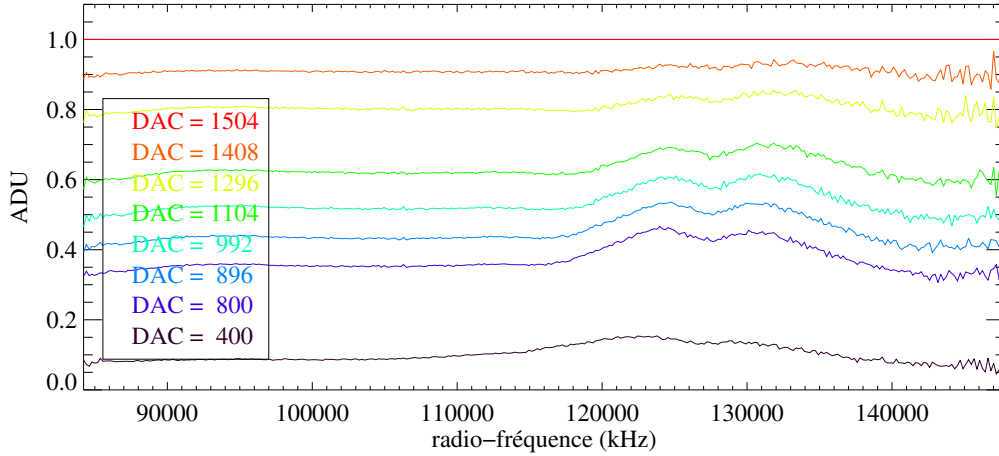


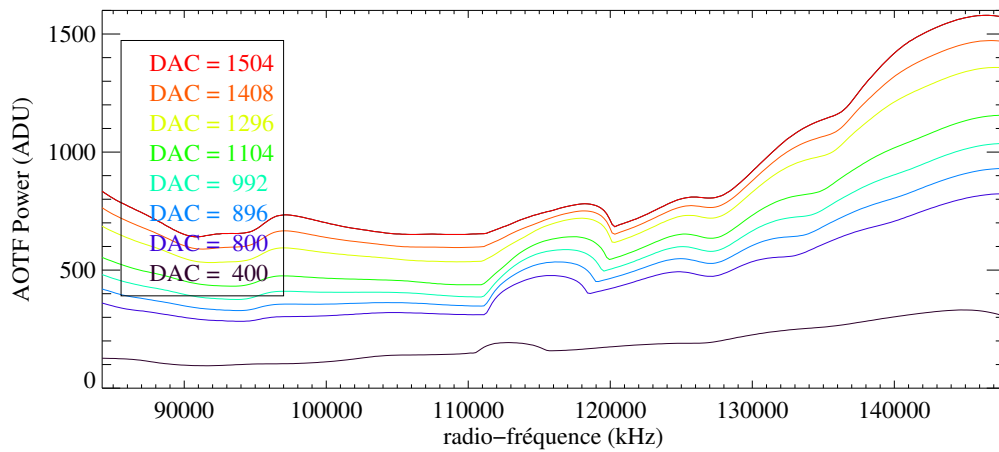
FIG. 5.17 – Observations au limbe des raies d'émission naturelle du dioxygène et du radical OH, associées aux commandes prédéfinies n°25 et 26 (graphique 1). Observations des raies de la vapeur d'eau et du dioxyde de carbone pour les mesures des profils verticaux de température et de pression par occultations solaires, associées aux commandes prédéfinies n°27 à 29 (graphiques 2 à 4).



(a) Signal spectral issu de la lumière d'une lampe à incandescence réfléchi sur un écran blanc.



(b) Rapport du signal spectral rapporté au niveau pour DAC=1504.



(c) Canal « aotf power ».

FIG. 5.18 – Mesures pour différents niveaux du paramètre DAC, de 400 à 1504, avec le capteur IR MV<sub>2</sub> (*Spare*).

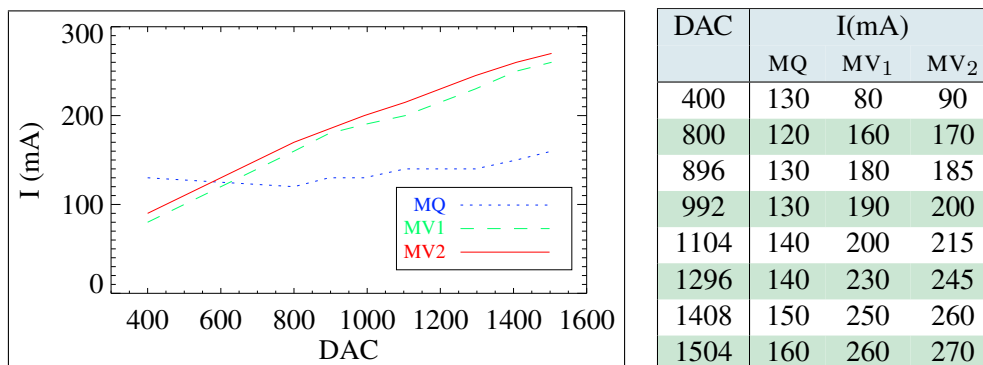


FIG. 5.19 – Consommations électriques maximales des trois capteurs IR MQ, MV<sub>1</sub> et MV<sub>2</sub> pour différentes valeurs du paramètre DAC.

## 10) Premiers résultats au sol

### 10.1) Entrée solaire

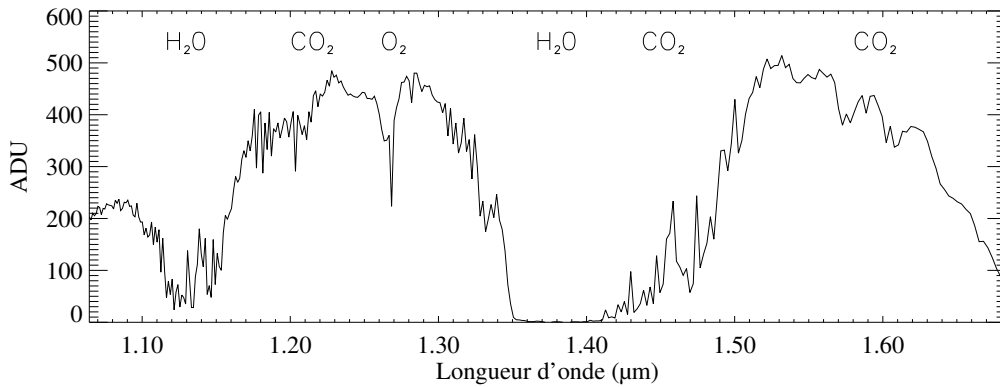
L'entrée solaire de *Spicam-Light* est une petite ouverture latérale qui, comme son nom l'indique, permet de recueillir la lumière du Soleil lorsque l'orientation du satellite le permet. Elle est dédiée au sondage de l'atmosphère martienne par la méthode des occultations solaires. Cette ouverture reste fermée en temps normal par un obturateur<sup>7</sup> et n'est ouverte que pour l'occasion. Son axe optique est parallèle à celui de l'entrée solaire du capteur UV, ce qui permet des mesures simultanées en infrarouge et en ultraviolet, de la même façon que pour les observations au nadir.

Les spectres du Soleil mesurés au travers de l'entrée solaire du capteur IR atteignent un niveau suffisant pour sonder l'atmosphère de Mars par la méthode des occultations solaires. Cette vérification a pu être faite avant l'envol à partir d'enregistrements du spectre du Soleil mesurés depuis la Terre. Le champ de vue de l'entrée solaire mesure quelques minutes d'arc. Il reste inférieur au diamètre du Soleil, même vu depuis l'orbite martienne. L'instrument voit donc le Soleil comme une source étendue. Le signal reçu autour de Mars est dès lors similaire mais sensiblement plus élevé que celui des mesures réalisées sur Terre du fait de l'absorption de notre atmosphère. La figure 5.20 (a) présente un tel spectre du Soleil mesuré à travers l'entrée solaire du capteur IR MV<sub>1</sub> (flight) depuis le parking du laboratoire. Le Soleil se trouvait 64° 10' au dessus de l'horizon. Le signal y atteint 500 ADU au niveau maximum. L'enregistrement date du 18 juin 2002, à 14h15. Le Soleil occupait une position parmi les plus hautes possibles au dessus de l'horizon du laboratoire, ce qui a permis de minimiser l'absorption de l'atmosphère.

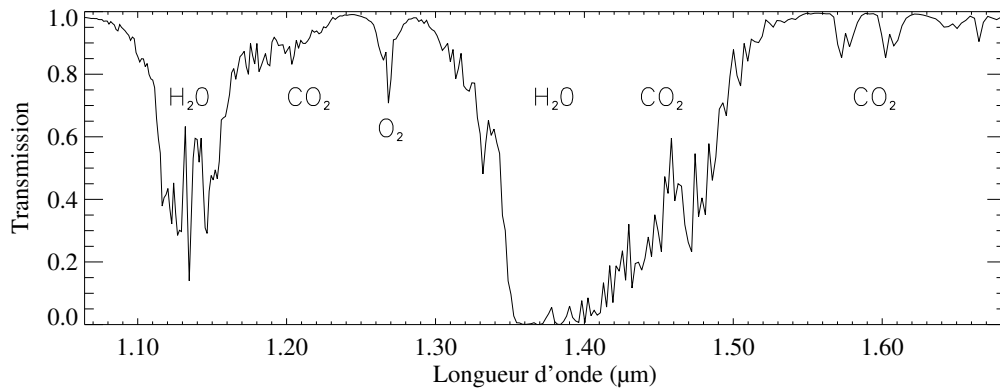
La dynamique du capteur IR s'étend sur 2048 ADU. Le signal observé est près de quatre fois inférieur, ce qui nous garantit un niveau acceptable sans risque de saturation même hors atmosphère puisque celle-ci n'absorbe pas d'un facteur si important au niveau du sol<sup>8</sup>. On regrettera tout de même que la transmission de l'entrée solaire ne soit pas deux fois supérieure. Cependant, ce spectre enregistré à basse résolution spectrale présente déjà clairement les raies d'absorption principales de l'atmosphère

<sup>7</sup>Cet obturateur est commun aux entrées solaires des capteurs UV et IR.

<sup>8</sup>La transmission de l'atmosphère au niveau du sol vaut près de 90% en infrarouge proche



(a) Spectre solaire mesuré via l'entrée solaire du capteur IR MV<sub>1</sub> (flight), depuis le sol terrestre (moyenne sur 20 acquisitions).



(b) Transmission de l'atmosphère terrestre (modèle, J.-C. Lebrun, Service d'Aéronomie).

FIG. 5.20 – Spectre solaire mesuré via l'entrée solaire du capteur IR MV<sub>1</sub> depuis le sol terrestre (moyenne sur 20 acquisitions, *window step*=10 soit 160 kHz, DAC=1504, *mode gain*=3) (a) et spectre modèle de transmission de l'atmosphère terrestre, à la même résolution (b).

terrestre. Le spectre 5.20 (b) présenté en dessous de l'enregistrement est un modèle de la transmission de l'atmosphère de la Terre, de même résolution, développé par J.-C. Lebrun au Service d'Aéronomie à partir de la base de données spectroscopique HITRAN et du logiciel FASCODE. Les bandes de vapeur d'eau, de dioxyde de carbone et du dioxygène sont parfaitement identifiées.

## 10.2) Entrée *nadir*

L'entrée *nadir* du spectromètre IR correspond à l'entrée principale de l'instrument. Elle est, à l'inverse de la précédente, dédiée aux sources de lumière beaucoup plus faibles. Sa sensibilité sera insuffisante pour les sondages par occultations stellaires (autre que le Soleil). Cette entrée ne sera utilisée que pour les mesures de colonnes intégrées des constituants de l'atmosphère martienne lors des visées au nadir. D'où son nom.

Les essais du spectromètre avant son envol nous ont permis de nous assurer qu'il possède une sensibilité convenable pour de telles observations, de la même façon que

pour l'entrée solaire. La figure 5.21 présente le spectre de la lumière du Soleil enregistré après réflexion sur un écran blanc. L'enregistrement date du 2 octobre 2001 autour de 11h30 TU, au Service d'Aéronomie. Le Soleil se trouvait  $37^{\circ}35'$  au dessus de l'horizon. Le graphe du haut est un spectre à basse résolution qui couvre la majeure partie du domaine spectral<sup>9</sup>. Les trois graphes suivants correspondent au même spectre mais à haute résolution, sur la totalité du domaine spectral<sup>10</sup>. Le découpage sur trois fenêtres est ici artificiel.

Le signal sur le premier spectre atteint 1800 ADU. Il a été mesuré au gain 3 sous un niveau de DAC de 1504. Le signal, qui couvre 88% de la dynamique numérique, est donc parfaitement acceptable. Le signal sur le deuxième spectre, celui à haute résolution, atteint au maximum 750 ADU. Le niveau est cette fois-ci un peu faible. Il a été mesuré au gain 1 pour un niveau de DAC de 1488. Rapportée aux conditions du premier spectre, c'est à dire pour un gain 3 et un niveau de DAC de 1504, la valeur plafonne à 2295 ADU et dépasse la dynamique. On remarque à cette occasion que le gain 3 n'amplifie le signal que d'un facteur de 2,35 par rapport au gain 1. Le choix fut ici de réduire un peu la puissance des ondes acoustiques dans le cristal AOTF par l'intermédiaire du paramètre DAC et de réduire le gain des amplificateur de proximité qui mesurent le courant des photodiodes. Une réduction du temps de pose n'a pas d'incidence sur la valeur numérique transmise en ADU puisque celle-ci, comme nous l'avons vu, est normalisée en interne par le contrôleur de l'AOTF.

Il n'a malheureusement pas été possible de connaître l'albédo de cette écran blanc. Mais il est certain qu'il dépasse l'albédo du sol de Mars qui vaut entre 0.1 et 0.3 selon les régions.

## 11) Performances en vol

Les résultats qui suivent correspondent aux premières données transmises par le senseur IR de *Spicam-Light* et donnent une idée de son fonctionnement en vol. Ils m'ont été aimablement communiqués par l'équipe *Spicam*, après mon départ pour Strasbourg.

### 11.1) Spectres bruts au nadir

Le senseur IR de *Spicam-Light* a été allumé dès les premières orbites une fois la sonde *Mars-Express* satellisée autour de Mars, et mis en service sous le mode préprogrammé *full spectrum* n° 11. Ce mode assure l'échantillonnage spectral le plus élevé, et sonde la totalité de la plage spectrale de 1,0 et 1,7  $\mu\text{m}$  en 3 984 spectels, grâce au balayage séquentiel d'autant de radiofréquences pendant 12 secondes.

La figure 5.22 présente un des spectres bruts transmis par la voie 1 du senseur lors d'une visée au nadir, côté jour. Il correspond au spectre de la lumière solaire diffusée par le sol de Mars et, éventuellement, de la poussière en suspension. L'abscisse correspond à la fréquence d'excitation du cristal AOTF, l'ordonnée au signal transmis par le

<sup>9</sup>Mode time = 2 (5,6 ms), Mode gain = 1 (gain 3), DAC = 1504, Window 1 frequency = 84224 kHz, Window 1 points = 332, Window 1 step = 11

<sup>10</sup>Mode time = 2 (5,6 ms), Mode gain = 0 (gain 1), DAC = 1488, Window 1 frequency = 84224 kHz, Window 1 points = 3984, Window 1 step = 1

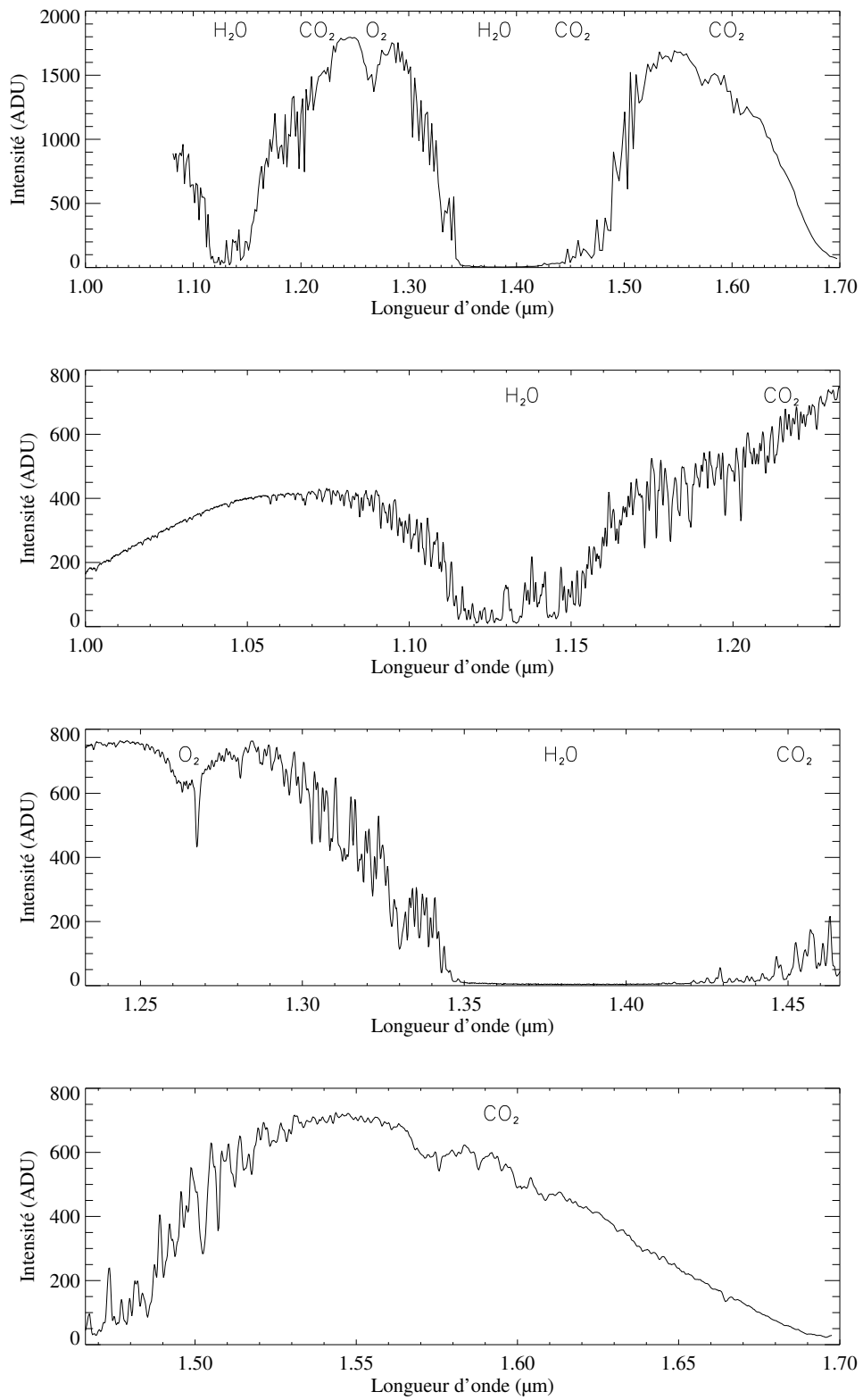


FIG. 5.21 – Spectres solaires enregistrés au Service d'Aéronomie via l'entrée nadir du capteur IR MV<sub>1</sub> après réflexion de la lumière du Soleil sur un écran blanc. 1 : spectre à basse résolution (*window step* = 11, gain 3, DAC = 1504 . 2–4 : spectres à haute résolution (*window step* = 1, gain 1, DAC = 1488. Le temps d'intégration par spectre est de 5,6 ms.



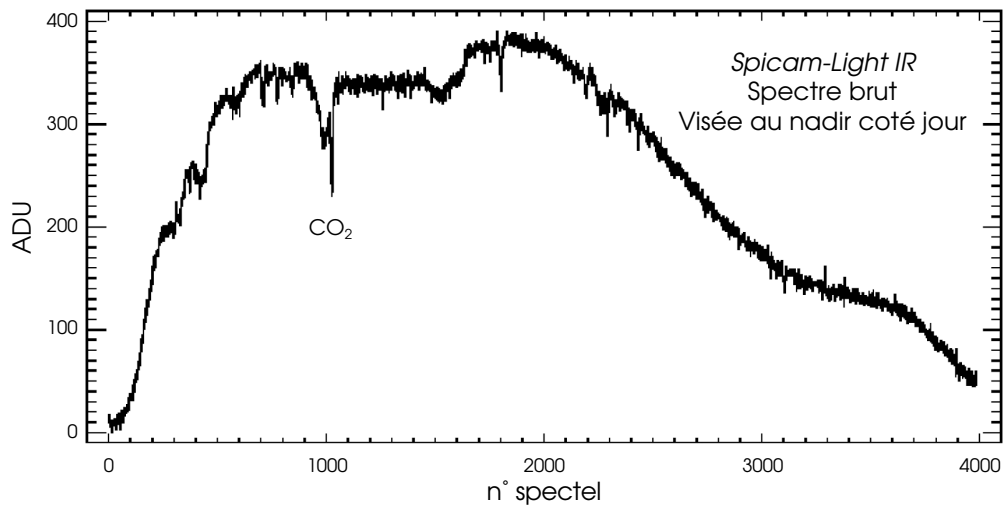


FIG. 5.22 – Spectre brut *full spectrum* obtenu par la voie 1 du senseur IR au cours des premières orbites, lors d'une visée au nadir coté jour.

détecteur, en ADU. On distinguera plusieurs raies d'absorption, principalement celles du dioxyde de carbone atmosphérique. Pendant les 12 secondes que durait l'acquisition, la sonde *Mars-Express* se déplaçait, et donc le champ de vue<sup>11</sup>. Cependant, une fine raie spectrale est sondée au cours un temps très court et reste représentative du champ de vue de 1°.

### 11.2) Courant d'obscurité

En l'absence de lumière, les deux voies du senseur IR délivrent un léger signal, faible mais non nul. Ce courant d'obscurité est induit pour sa plus grande partie par des interférences électriques entre l'excitateur du cristal AOTF et les détecteurs Hamamatsu. Il doit être soustrait du signal brut pour ne retenir que la seule contribution de la lumière. Il est possible de le mesurer en vol, en pointant une région du ciel sans étoile brillante.

Ce fut le cas par exemple lors de l'orbite n° 44, au cours de laquelle la sonde *Mars-Express* était placée dans un mode d'orientation inertielle tel que lors de son passage au péricentre coté jour, la ligne de visée était tangente au limbe de la planète (figure 5.23). Il s'agissait d'une observation coordonnée par les 4 instruments optiques<sup>12</sup> pour examiner le limbe.

Le canal AOTF était activé dans le mode *full spectrum* prédéfini n° 1, un mode rapide qui sonde la totalité de la bande spectrale en 1 seconde, au prix d'une résolution 12 fois plus faible. La figure 5.24 présente deux spectres : l'un, en rouge, est une moyenne de 100 spectres obtenus lorsque l'instrument voyait le sol de Mars en visée oblique, avant le passage au limbe ; l'autre, en bleu, est une moyenne de 100 spectres bruts obtenus lorsque la ligne de visée se trouvait à plus de 100 km d'altitude au-dessus du limbe. Ce deuxième ne porte que le signal du courant d'obscurité. Nous l'avons

<sup>11</sup>Le champ de vue du senseur IR vaut 1°. Il définit un cercle de 4 km de diamètre au sol depuis l'altitude du péricentre.

<sup>12</sup>Les instruments *OMEGA*, *HRSC*, *Spicam-Light* et *PFS*.

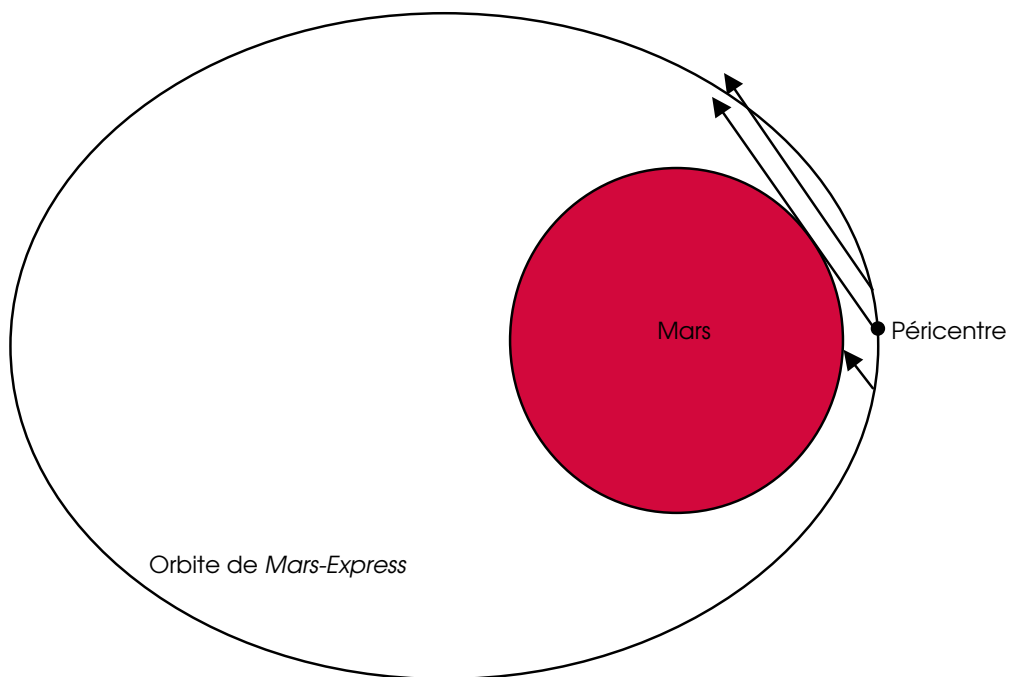


FIG. 5.23 – Configuration de l'orbite n° 44 au cours de laquelle la sonde *Mars-Express* était placée dans un mode d'orientation inertielle tel que lors de son passage au péri-centre (côté jour), la ligne de visée était tangente au limbe de la planète.

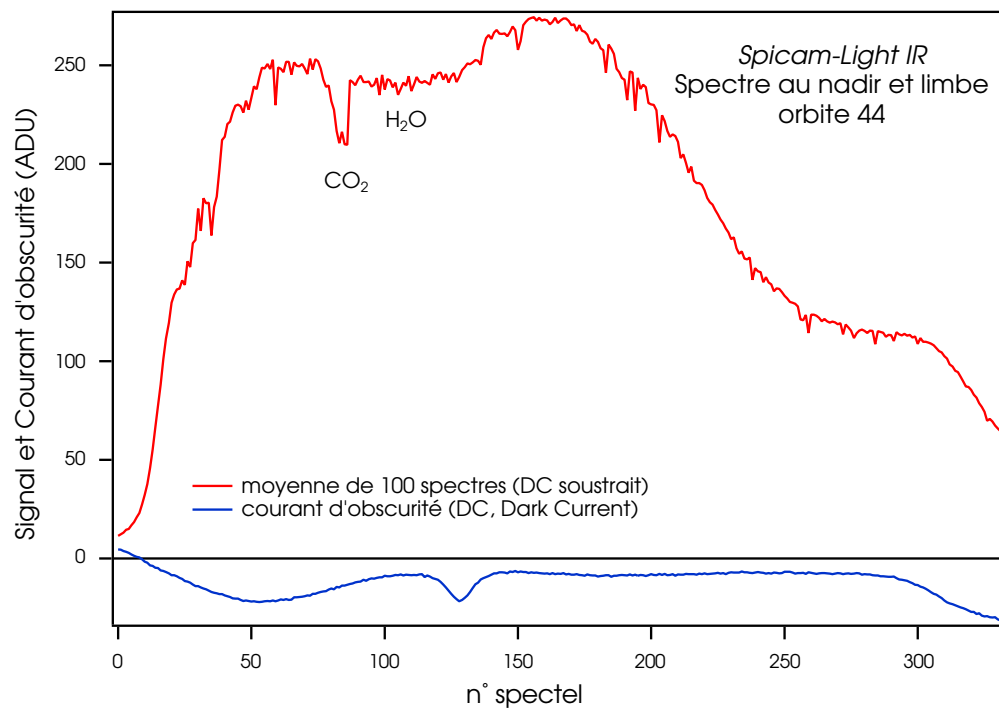


FIG. 5.24 – En rouge, moyenne de 100 spectres obtenus lorsque l'instrument voyait le sol de Mars avant le passage au limbe ; En bleu, moyenne de 100 spectres bruts obtenus lors du pointage à plus de 100 km d'altitude au-dessus du limbe.

soustrait aux spectres bruts précédents. On remarquera qu'il dépend de la fréquence d'excitation du cristal AOTF.

### 11.3) Variation du spectre infrarouge avec le lieu

La figure 5.25 est une image 2D où chaque ligne représente un spectre infrarouge recueillis lors de l'orbite n° 44. Chaque ligne représente un temps d'1 seconde ; le temps croît à partir du bas. La longueur d'onde est repérée par le spectel en abscisse. On distingue les raies d'absorption du dioxyde de carbone qui se maintiennent tout du long des observations (les raies verticales). On distingue aussi les variations de brillance du sol et de l'atmosphère (les bandes horizontales) qui affectent l'ensemble du spectre.

En divisant les spectres recueillis par le flux solaire, on leur élimine les accidents spectraux dus au Soleil pour obtenir le *Radiance Factor*  $I/\pi F_s$  (noté souvent  $I/F_s$  par abus de langage). Ce rapport correspond à l'albédo si la surface est perpendiculaire au Soleil. L'opération a été réalisée à la fois sur les spectres ir et UV. Les résultats sont représentés sur la figure 5.26, pour les quatre longueurs d'onde à 220 nm, 250 nm, 290 nm et 1,18  $\mu\text{m}$ .

En IR, les variations d'albédo relevées au dessus du sol sont beaucoup plus marquées qu'en UV. Autour du limbe, l'albédo en IR chute rapidement tandis qu'il augmente fortement en UV. En IR, le sol et les basses couches de l'atmosphère restent donc bien visibles, tandis qu'ils disparaissent progressivement en UV derrière la brillance de l'atmosphère, au fur et à mesure que s'allonge la colonne d'air traversée. Ceci indique très vraisemblablement un changement de taille des particules avec l'altitude : de taille microscopique près du sol, et nanométrique en altitude. Ceci n'est pas illogique puisque les particules les plus petites restent plus facilement en suspension, alors que les plus lourdes redescendent plus rapidement vers le sol.

### 11.4) Détection de l'ozone dans l'infrarouge

La figure 5.27 montre une partie du spectre IR recueilli avec un échantillonnage fin. On distingue trois raies d'origine différente : la raie en absorption à 1,28  $\mu\text{m}$  est une raie présente dans le flux solaire éclairant ; la raie à 1,295  $\mu\text{m}$  est due à l'absorption de la glace de dioxyde de carbone sur le sol (sous latitude nord à la fin de l'hiver), et la raie en émission à 1,27  $\mu\text{m}$  produite lors de la photodissociation d'une molécule d'ozone par le flux UV solaire. Cette dernière émission a déjà été observée depuis le sol avec des télescopes en spectroscopie à haute résolution. Le calcul de son intensité a été calculé par Séverine Perrier (2003), grâce au modèle de photochimie martienne de Franck Lefèvre. Elle donne un accès à la quantité d'ozone martien indépendamment de la méthode de l'absorption en UV. Séverine a également montré que cette raie permet de sonder plutôt l'ozone de haute altitude que l'ozone au ras du sol.

### 11.5) Détection de la vapeur d'eau dans le spectre proche infrarouge

La détection de vapeur d'eau est la raison d'être de ce senseur sur *Spicam-Light*. Il s'agit de démontrer qu'il est aujourd'hui possible, avec un instrument de 0,7 kg sur un

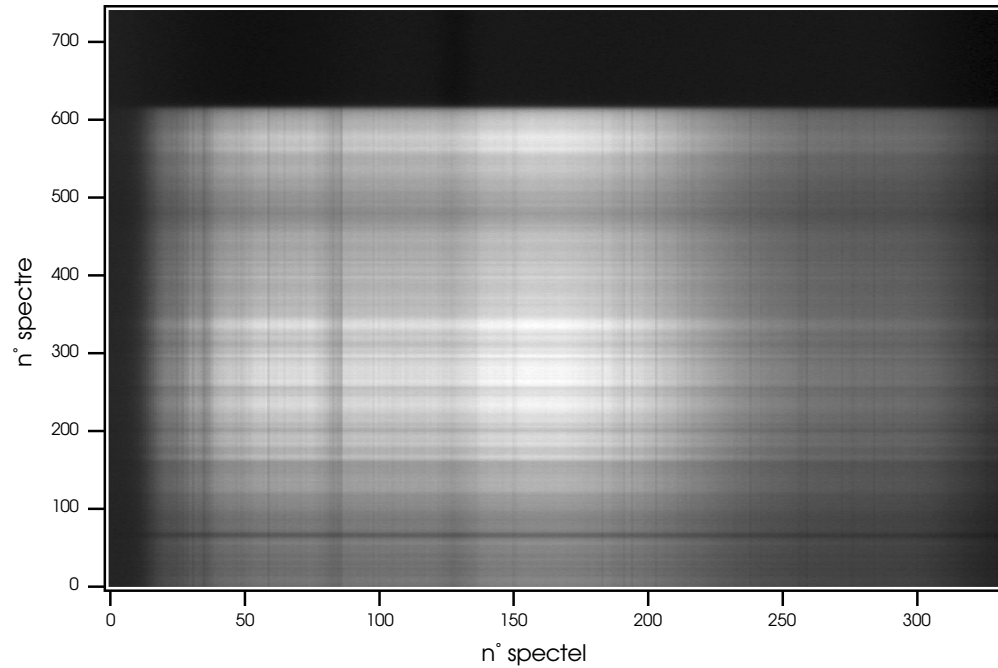


FIG. 5.25 – Image 2D où chaque ligne représente un spectre infrarouge recueillis lors de l'orbite n° 44. Chaque ligne représente un temps d'1 seconde ; le temps croît à partir du bas.

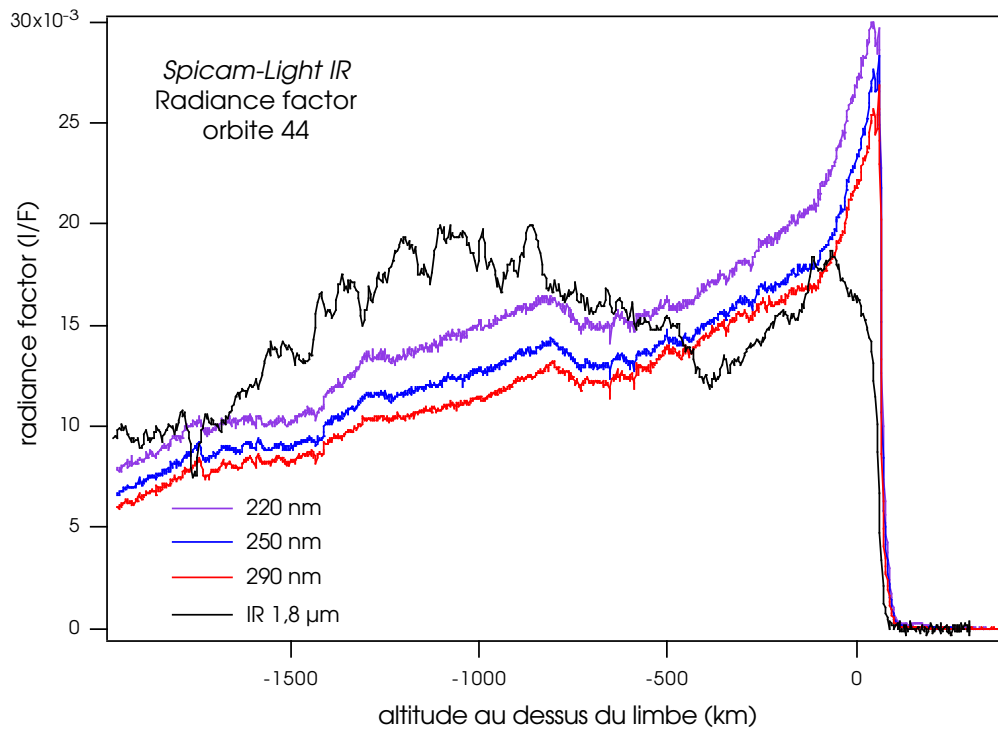


FIG. 5.26 – Comparaison du *Radiance Factor*  $I/\pi F_{\text{exts}}$  en UV et en proche IR. Une altitude négative indique que la ligne de visée intercepte le disque de Mars.

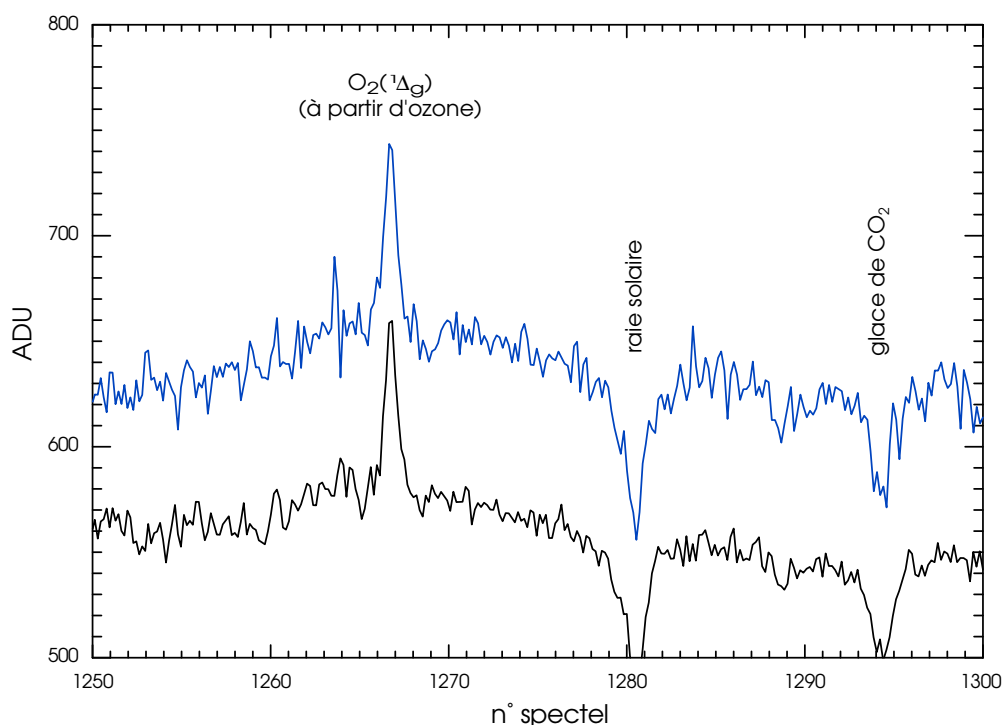


FIG. 5.27 – Extrait du spectre proche IR obtenu par les deux voies du senseur IR de *Spicam-Light*. On distingue une raie de Fraunhofer du spectre solaire, une raie d'absorption de la glace de  $CO_2$ , et la raie d'émission de  $O_2(^1\Delta_g)$ .

orbiteur, de mesurer convenablement le contenu intégré de vapeur d'eau, un élément essentiel du système atmosphérique et climatique de la planète Mars.

La figure 5.28, communiquée par Anna Fedorova, illustre cette capacité. Les mesures du senseur IR de *Spicam-Light* sont représentées en noir. Les 3 autres courbes sont une simulation de ce qu'il devrait voir. Il s'agit d'un modèle de transfert de rayonnement en présence de poussières et de gaz, avec diffusion sur le sol. Les trois courbes sont le résultat de la simulation pour 3 valeurs différentes de la quantité d'eau, exprimée en micromètres précipitables : 0  $\mu m$  pr (en bleu), c'est-à-dire sans vapeur d'eau (les détails spectraux sont ceux du flux solaire), 10  $\mu m$  pr (en vert) et 20  $\mu m$  pr (en rouge). La grande absorption à 1,43–1,45  $\mu m$  est une bande d'absorption du dioxyde de carbone. On distingue parfaitement à sa gauche les multiples festons de la bande à 1,38  $\mu m$  de la vapeur d'eau. La figure 5.29 montre un agrandissement dans la gamme de 1,36 à 1,40  $\mu m$ . La coïncidence des détails spectraux entre le modèle et les données n'est pas parfaite. Le bruit de mesure en est une cause, mais une autre semble être la forme du flux solaire, mal connue dans cette région spectrale car impossible à voir depuis notre sol à cause de la grande quantité de vapeur d'eau terrestre. Formisano a rencontré les mêmes difficultés avec les données de *PFS* sur *Mars-Express* (communication privée) et se propose de publier un nouvel atlas du spectre solaire dans le proche infrarouge, qui sera utile pour l'analyse plus fine des résultats de *Spicam-Light*.

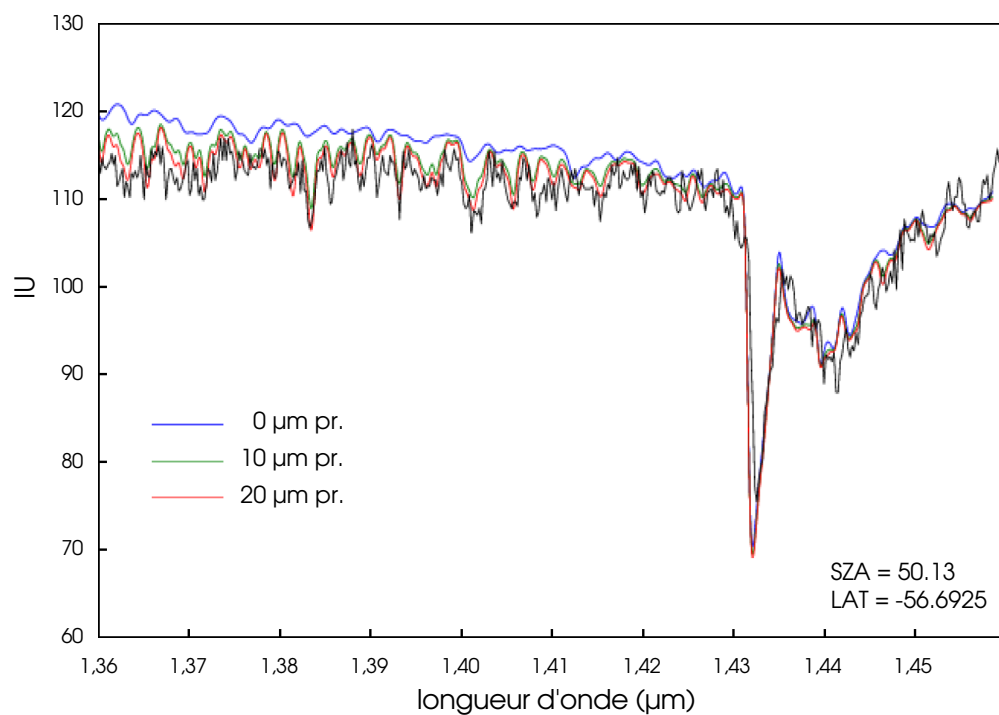


FIG. 5.28 – Données du senseur IR de *Spicam-Light* comparées à un modèle de transfert de rayonnement. En noir, données *Spicam-Light*. En bleu, vert et rouge, résultats de la simulation pour 3 valeurs différentes de quantité d'eau, exprimée en micromètres précipitables.

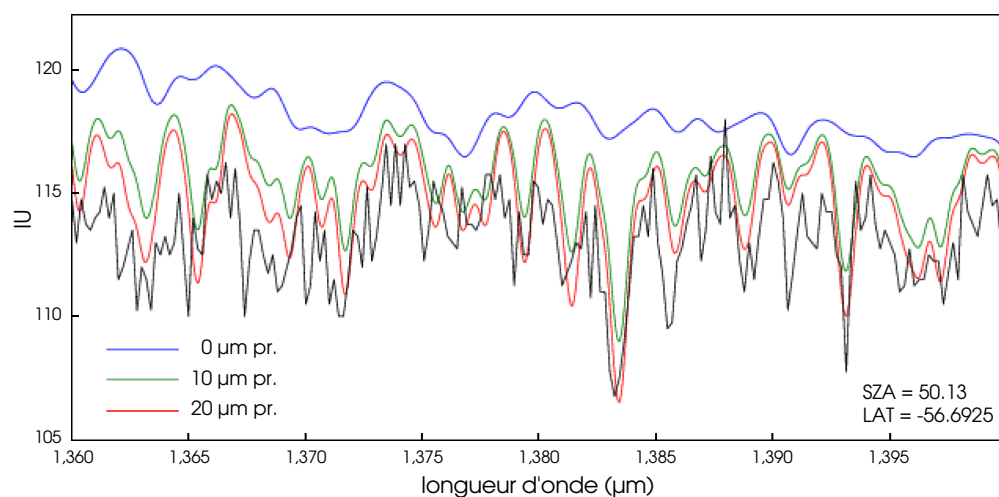


FIG. 5.29 – Agrandissement de la figure précédente.

### 11.6) Spectre au dessus du pôle sud

La première grande découverte de la mission *Mars-Express* concerne la présence de glace d'eau dans la calotte polaire permanente sud de Mars (Bibring *et al.*, Nature, 2004). Simultanément aux mesures d'*Omega*, le senseur IR de *Spicam-Light* a recueilli le spectre et l'albédo de la glace du pôle sud. La figure 5.30 compare l'albédo spectral relatif mesuré sur la calotte sud, obtenu en divisant le spectre mesuré sur la calotte par un spectre obtenu en dehors de la calotte pour éliminer les accidents solaires et les raies atmosphériques, avec les réflectivités des glaces de CO<sub>2</sub> pure et d'H<sub>2</sub>O pure, obtenues par Bernard Schmitt à Grenoble à partir de mesures de laboratoire de l'indice complexe des glaces pures. On distingue dans le spectre de *Spicam-Light* toutes les raies de la glace de CO<sub>2</sub> (les raies fines, mais aussi une bande large bien reconnaissable à 1,43  $\mu$ m), ainsi que la bande large de la glace d'eau entre 1,43 et 1,7  $\mu$ m.

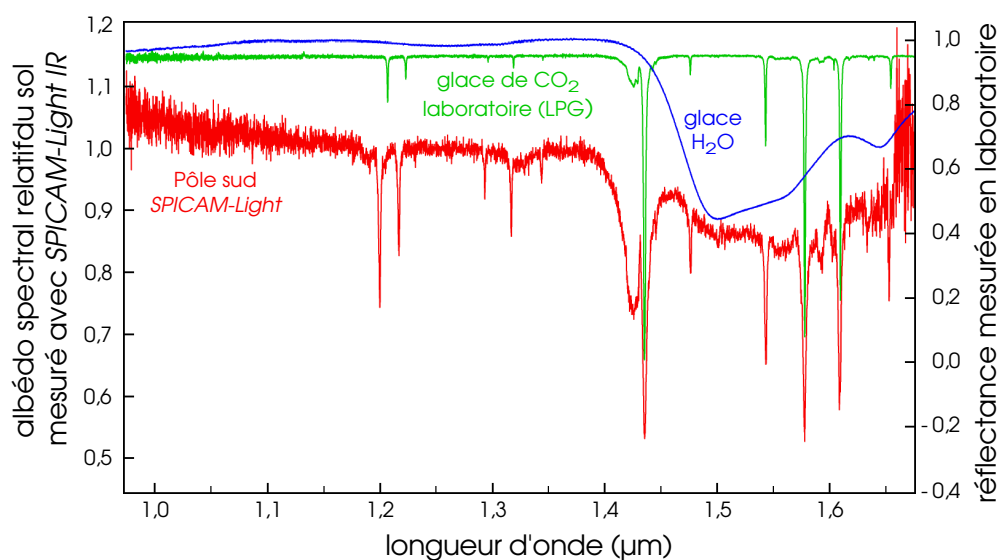


FIG. 5.30 – Albédo spectral relatif mesuré sur la calotte sud, comparé aux réflectivités des glaces de CO<sub>2</sub> pure et d'H<sub>2</sub>O pure.

## 12) Bilan

Le spectromètre *Spicam-Light* IR sur *Mars-Express* est un instrument innovant et ultra léger. La technologie AOTF, appliqué à la spectroscopie, est une nouveauté apportée par notre coopération avec la Russie (Oleg Korablev, IKI, Moscou). Le senseur IR de *Spicam-Light* est le premier spectromètre de ce type volant dans l'espace civil et planétaire. Le gain de masse par rapport à la version d'origine, appelée *Soir*, ne fut possible qu'au prix d'un sacrifice sur la bande spectrale de l'instrument, mais le projet scientifique reste très ambitieux.

Cette technologie a des spécificités, et ma participation au projet *Spicam* a permis au Service d'Aéronomie de se familiariser avec un tel produit, dont les performances, comparées à sa faible masse, devrait en faire un outil privilégié dans le futur de l'exploration spatiale.

Les essais fonctionnels en laboratoire ont été l'occasion des validations techniques et scientifiques de ce nouvel instrument. Le senseur IR a subi plusieurs étalonnages avant son envol, dont l'étalonnage en longueur d'onde en fonction de la radiofréquence d'excitation du cristal AOTF et de la température ambiante de fonctionnement. L'étalonnage radiométrique n'a en revanche pas eu l'occasion d'être mesuré. Des mesures sur le Soleil et le sol terrestre ont toutefois permis de s'assurer que le signal atteint un niveau convenable pour être exploitable scientifiquement. Les caractéristiques de polarisation ont été peu testées avant le vol, mais la polarisation devrait apporter des informations importantes, sur les poussières notamment.

Une trentaine de commandes sont programmées dans la mémoire de l'instrument pour répondre aux observations les plus courantes. Ces observations concernent la cartographie des colonnes totales des constituants de l'atmosphère lors des observations au nadir, l'étude de la haute atmosphère lors d'un pointage de *Mars-Express* vers le limbe, et le sondage vertical de l'atmosphère par la méthode des occultations solaires. Ces commandes exploitent pleinement les possibilités offertes par le logiciel de commande : le mode multi-fenêtre, le sondage du continuum spectral, le changement de résolution spectrale, du temps de pose, du gain des amplificateurs, de la puissance des ondes acoustiques dans le cristal AOTF ou encore du temps de pose.

Des deux modèles de vol, le spectromètre embarqué sur *Mars-Express* est le senseur IR MV<sub>1</sub>. Sa consommation en courant est sensiblement plus faible que son homologue MV<sub>2</sub> et, à l'inverse de ce dernier, il n'a pas subi d'amélioration de sa carte électronique. Les modifications d'un instrument spatial ne se font en effet jamais sans risque.

Le senseur IR, dédié à l'étude de l'atmosphère martienne, possède toutes les capacités nécessaires pour répondre aux missions scientifiques auxquelles il est destiné. Étant donné sa très faible masse, ce type de spectromètre a vocation à être embarqué sur chaque mission martienne, ne serait-ce que pour continuer la surveillance du cycle de l'eau.





## Chapitre 6

# La recherche des planètes extrasolaires

*« Un nombre infini de soleils existent, un nombre infini de terres tournent autour de ces soleils comme les six planètes tournent autour de notre soleil. Des êtres vivants habitent ces mondes ».*

Cette belle intuition de Giordano Bruno remonte à quatre siècles. Nous savons maintenant qu'un grand nombre d'étoiles s'entourent effectivement de planètes, mais nous ignorons toujours si la vie a pu quelque part s'y développer.

La question de l'existence des mondes extraterrestres se pose depuis que la Terre, puis le Soleil, ont perdu leur place au centre de l'univers. Comment dès lors imaginer que seul le Soleil s'accompagne de planètes, alors que des dizaines de milliards de galaxies contiennent chacune des centaines de milliards d'étoiles ?

Il faut attendre 1992 pour que les premières planètes extrasolaires soient découvertes. Leurs détections relèvent d'une très grande difficulté technique : les planètes n'ont pas d'émission propre dans le domaine visible et ne renvoient que le flux réfléchi de leur étoile ; ce reflet se perd dans la lumière de l'étoile elle-même. Les premières découvertes proviennent alors des méthodes de détection indirectes. Depuis, les découvertes de nouvelles planètes se succèdent : on en recense à présent<sup>1</sup> 169 autour de 145 étoiles autre que le Soleil.

### Les disques circumstellaires

Nous savons aujourd'hui que la moitié des jeunes étoiles, âgées de moins d'un million d'années, sont entourées d'un disque de poussière. Le plus connu est celui de l'étoile  $\beta$  Pictoris vu par la tranche et observé dès 1982. Constitué de poussières microscopiques, son rayon s'étend sur plus de 800 unités astronomiques [76][80], mais sa masse totale ne dépasse pas celle de la Lune. Les radiotélescopes et les télescopes spatiaux, *Hubble* en lumière visible et ISO en lumière infrarouge, en ont observé d'autres depuis, et leurs observations réunies ont montré que la masse des disques diminue avec l'âge de l'étoile. La matière du disque se condense-t-elle pour donner naissance à des planètes ? Ces disques sont-ils autant de systèmes planétaires en formation ? C'est fort possible.

---

<sup>1</sup>Octobre 2005.

L'observation de ces structures reste cependant difficile. La luminosité du disque est très faible et l'étoile éblouissante. On recourt à des coronographes pour masquer la lumière des étoiles sans cacher leur environnement immédiat. Pour le moment, cette technique ne permet de voir que les disques circumstellaires larges et lumineux, qui sont aussi les plus jeunes.

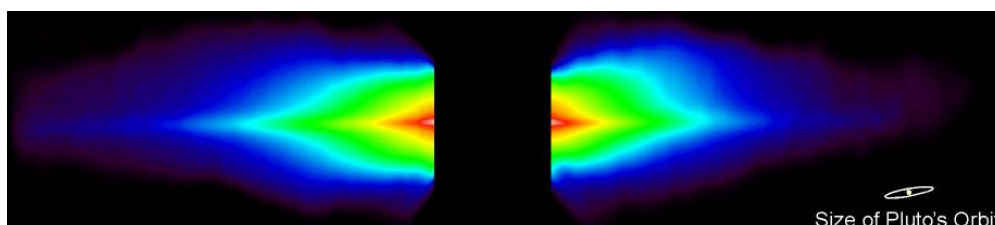


FIG. 6.1 – Le disque circumstellaire de  $\beta$  Pictoris vu par le télescope spatial *Hubble* (en fausses couleurs). D'après S. Heap (NASA Goddard Space Flight Center), A. Schultz (Computer Sciences Corp. and ST ScI), NASA.

### Les premières découvertes

Les trois premières planètes extrasolaires sont découvertes en 1992 autour du pulsar *PSR1257+12* situé à 1000 années-lumière du Soleil, grâce à la très grande régularité de son signal périodique radio. Les planètes, en orbite autour de l'étoile, la font bouger autour du barycentre de masse du système. Son mouvement est détecté par le chronométrage précis de l'arrivée des impulsions périodiques, perçues chaque fois que le faisceau du pulsar balaie la Terre.

Ces planètes *exotiques* ne se seraient pas formées en même temps que leur étoile puisque le pulsar a subi une violente explosion par le passé au cours d'une phase de supernova. L'étoile n'aurait donc capturé ces planètes que bien plus tard, à moins qu'elles ne se soient formées de la matière issue de l'explosion.

La première *vraie* planète est détectée en 1995 autour de l'étoile *51 Pegasi* par Michel Mayor et Didier Queloz à l'Observatoire de Haute Provence [72]. Comme pour le pulsar, la planète trahit sa présence par les perturbations gravitationnelles qu'elle provoque sur le mouvement de son étoile, mais cette fois, ce sont les mesures de sa vitesse radiale qui montrent les oscillations de sa trajectoire, par effet Doppler.

La planète de *51 Pegasi* est une vraie surprise et reste à ce moment discutée. Elle tourne très vite autour de son étoile, en 4,2 jours seulement, et sa masse vaut plus de la moitié de celle de Jupiter. Elle se trouve 100 fois plus près de son étoile que Jupiter du Soleil, 20 fois plus près que ne l'est la Terre. Le système solaire n'a rien de comparable. Elle est beaucoup trop près de son étoile pour une planète géante ! pense-t-on alors. Certains accusent les chercheurs de capter en réalité les pulsations propres de l'étoile [68], d'autres la présence de taches de type solaires.

### Une centaine de planètes extrasolaires

Mais les mesures photométriques de *51 Pegasi* se montrent très stables. La planète ne fait alors plus de doute et d'autres planètes sont même rapidement découvertes.

Ce ne sont aujourd'hui pas moins de 169 planètes parmi 145 systèmes dont 18 multiples, en grande partie grâce aux travaux de Geoffrey Marcy et son équipe aux États-Unis et aux travaux de Michel Mayor de l'Observatoire de Genève et la collaboration franco-suisse. La planète de *51 Pegasi* n'a finalement rien d'anormal, beaucoup lui ressemblent : très grosses et très proches de leur étoile. Peu à peu, de nouvelles planètes géantes plus éloignées de leur étoile viennent enrichir le catalogue, mais elles restent toujours à une distance inférieure à celles de notre système solaire. On les nomme depuis les *Jupiter chauds*.

Notre système serait-il particulier ? Dernièrement, nul ne savait répondre. Notre échantillon restait biaisé par les limites de détection des instruments. Très récemment, il était encore impensable de détecter une planète légère comme dix fois la Terre. On y arrive doucement aujourd'hui grâce aux nouveaux instruments comme le spectromètre HARPS de l'ESO installé au télescope de 3,6 m de La Silla au Chili [77]. C'est à ce niveau que le spectromètre ÉMILIE prend aussi sa place.

Il est compréhensible que les planètes géantes très proches de leur étoile soient parmi les premières détectées. Les variations de vitesse radiale qu'elles engendrent sur leur étoile sont plus importantes que celles occasionnées par les planètes plus légères, et leur révolution est très rapide et quelques semaines suffisent à les repérer. Pour détecter une planète équivalente à Jupiter, il faut suivre le mouvement des étoiles pendant pas moins de 12 ans. Comptez 29 ans pour Saturne ! Patience, donc...

En attendant, les méthodes s'affinent, les instruments s'améliorent et les limites de détection reculent. La plus petite planète découverte à ce jour revient à l'équipe franco-suisse de Michel Mayor. Elle tourne autour de l'étoile  $\mu$ Arae, une étoile de type G5V de magnitude 5,12 située à 49,9 années lumières de la Terre dans la constellation de l'Autel [77]. La planète tourne autour de son étoile en 9,5 jours à 0,09 UA, une distance très petite et similaire à celle de *51 Pegasi*. Sa masse ne vaut que 0,044 fois celle de Jupiter, soit 0,157 fois de celle de Saturne, soit encore 14 fois celle de la Terre.

### Un système planétaire similaire au nôtre ?

Après quinze ans de recherche, l'équipe américaine de l'université de Berkeley découvre enfin une planète géante qui ressemble beaucoup à Jupiter. De 3 à 5 fois plus massive, la planète tourne autour d'une étoile similaire à notre Soleil, l'étoile *55 Cancri*, sur une orbite presque circulaire et aussi distante de son étoile que Jupiter l'est au Soleil [70]. Jupiter tourne autour du Soleil en presque 12 ans à 5,2 UA. La nouvelle planète tourne autour de son étoile en près de 13 ans à 5,5 UA. Il s'agit de la première planète qui présente quelques similitudes avec une planète de notre système solaire.

C'est d'ailleurs un véritable système planétaire qui se dévoile, car l'étoile *55 Cancri* abrite déjà une planète géante connue. Découverte par la même équipe en 1996, cette planète est un peu moins massive que Jupiter [56]. Mais cette dernière, contrairement à sa sœur, reste très différente des planètes de notre système. Elle tourne autour de son étoile en 14 jours seulement et se trouve 10 fois plus près de son étoile que la Terre ne l'est au Soleil.

Les modèles dynamiques montrent qu'une petite planète comme la Terre pourrait suivre une orbite stable entre ces deux planètes géantes [64][89]. Il ne s'agit pour l'heure que d'une spéculation, les instruments actuels ne peuvent d'ailleurs pas détec-

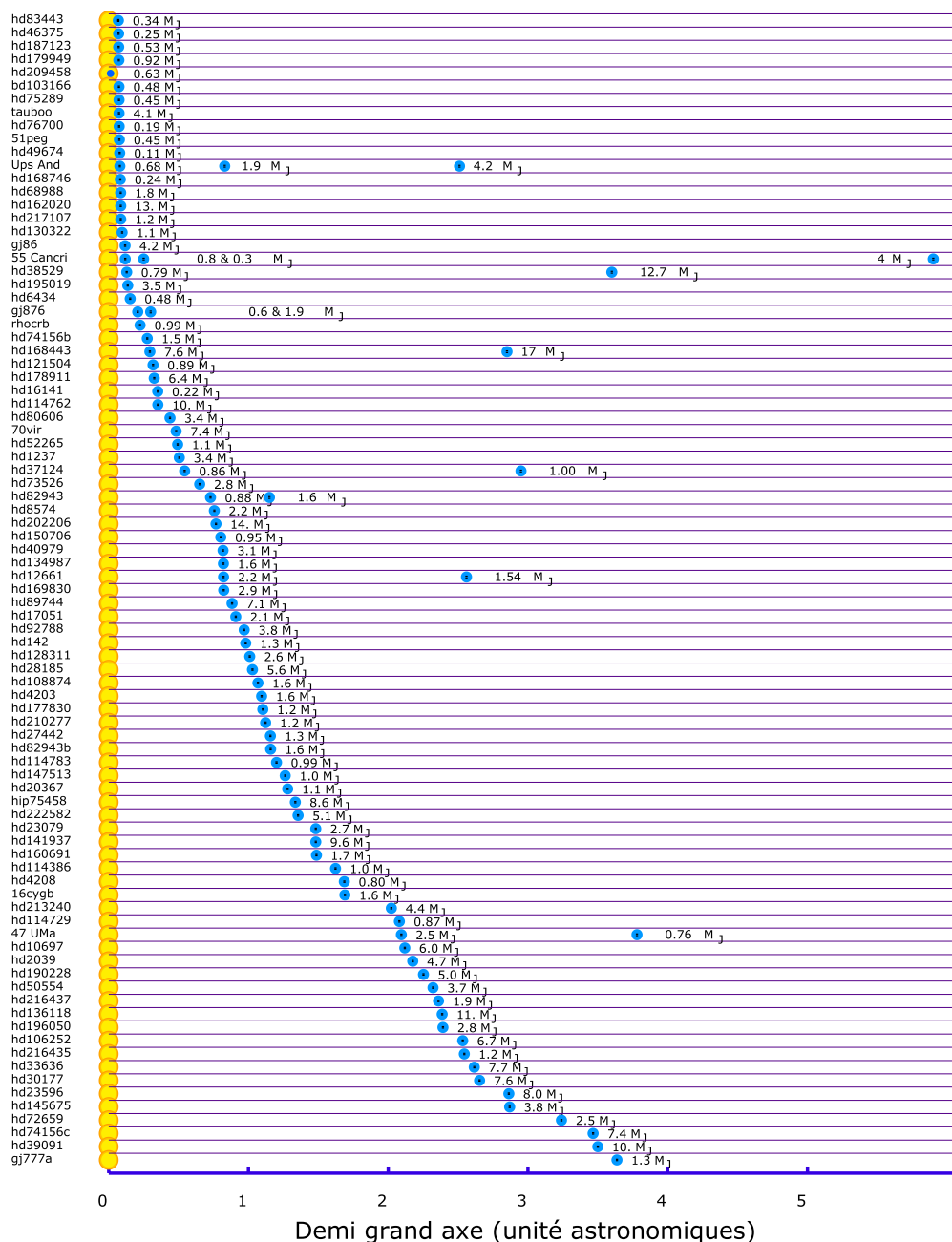


FIG. 6.2 – Masses et rayons orbitaux des planètes extrasolaires connues. Remarquer les systèmes multiples : *GJ 876*, *55 Cancri*, *HD 37124*, *HD 12661*, *47 Ursae Majoris*, *HD 168443*, *HD 82974*, *HD 168443*, *HD 74156*, et *Upsilon Andromedæ*. Noter aussi la présence d'une étoile de type M5 (*gj876*). Les masses sont exprimées en masses de Jupiter ( $M_J$ ). D'après California & Carnegie Planet Search.

ter de planètes aussi petites, mais cette étude n'est pas dénuée de sens. Les progrès sont rapides dans ce domaine et l'on se pose la question de savoir où trouver les planètes de taille comparable à notre Terre. De manière plus générale, les modèles actuels indiquent une grande probabilité de trouver de petites planètes à plus courte distance de l'étoile.

Ces deux planètes n'expliquent cependant pas tous les mouvements de leur étoile, et un troisième compagnon semble les accompagner. Cette planète aurait une masse comparable à celle de Saturne et se situerait à 0,24 UA de son étoile, soit 2 fois plus loin que la première [70]. Hélas, les données recueillies jusqu'à présent sont encore insuffisantes pour qu'on soit certain de ces valeurs.

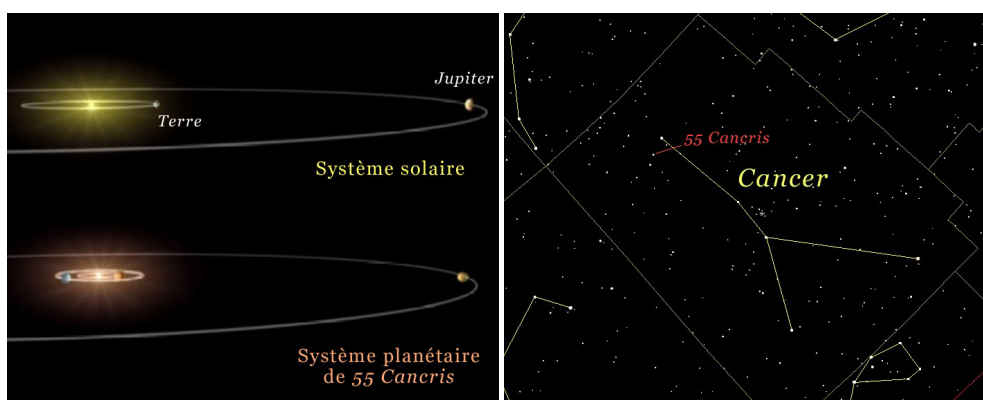
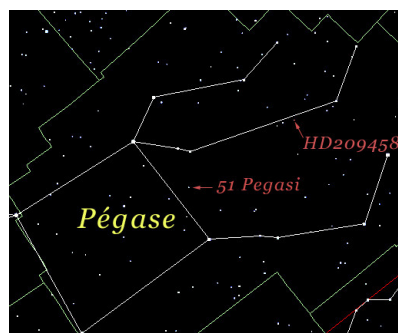


FIG. 6.3 – 55 *Cancris* est une étoile légèrement rouge de magnitude 5.9 et de type spectral G8V dans la constellation du Cancer. Elle porte aussi le nom de  $\rho$  *Cnc* A. C'est une étoile âgée de 5 milliards d'années qui se trouve à 40,9 années lumière de nous. Elle est deux fois plus grande que le Soleil (en diamètre), et deux fois plus lumineuse. Sa température de surface vaut près de 5000°C. Le Soleil est une étoile de même âge et légèrement plus chaude dont la température de surface vaut près de 6000°C (à gauche : d'après Courtesy Nasa/JPL-Caltech).

### Un premier transit !

Comme l'échantillon de planètes dépasse maintenant la centaine, il serait étonnant de n'avoir aucun passage de l'une d'elles devant son étoile, à la manière d'un transit de Mercure ou de Vénus devant le Soleil. La probabilité qu'un tel événement se produise a même été estimée : les étoiles observées sont de type solaire, nous connaissons bien leur diamètre ; les planètes découvertes sont sans grande erreur possible des planètes géantes gazeuses dont on estime facilement le rayon d'après leur masse, et nous connaissons leur distance à l'étoile. L'étude montre que nous avons près d'une chance sur cent pour qu'une planète déjà découverte nous présente un transit. Et effectivement, l'une d'elle passe régulièrement devant son étoile.



L'étoile s'appelle *HD 209458*. C'est une étoile de magnitude 7.6 comparable au Soleil qui se trouve à 150 années lumières de nous dans la constellation de Pégase. Sa planète fait depuis régulièrement parler d'elle. Son transit permet d'étudier des caractéristiques supplémentaires comme son diamètre ou l'inclinaison de son orbite, inaccessibles par la seule méthode des vitesses radiales. Avec l'aide du télescope spatial *Hubble*, on lui découvre une atmosphère contenant du Sodium (Charbonneau *et al.*, [60]) qui s'évapore peu à peu soufflée par le vent solaire de son étoile, laissant derrière elle une véritable traîne cométaire (Vidal-Madjar *et al.*, [87]). L'équipe à l'origine de la découverte la baptise *Osiris*. Elle découvre depuis que son atmosphère contient aussi de l'oxygène et du carbone (Vidal-Madjar *et al.*, [88]). Ces observations montrent que la technique, à portée de main pour le télescope spatiale *Hubble*, est pleine d'avenir pour les futurs télescopes spatiaux.

## Les méthodes de détection

La méthode la plus naturelle pour trouver des planètes autour d'autres étoiles que le Soleil consisterait à les observer directement. L'idée n'est pas insensée. Le Soleil et Jupiter observés depuis une distance de 10 parsec présenteraient une séparation de 0,5 seconde d'arc, déjà supérieure au *seeing* des meilleurs sites astronomiques. De plus, les nouvelles techniques d'optique adaptative analysent et corrigent aujourd'hui le front d'onde perturbé par notre atmosphère en temps réel et permettent d'enregistrer des images à la limite de diffraction des instruments, offrant d'une résolution inférieure à 0,1 seconde d'arc. Mais cette approche reste encore des plus difficiles. La luminosité d'une planète est très inférieure à celle de son étoile et les deux corps restent relativement très proches l'un de l'autre. Le contraste est considérable. Dans le visible, Jupiter est  $10^{-9}$  fois moins brillante que le Soleil, ce qui reste encore – et de très loin – hors de portée des instruments actuels. Le contraste est plus favorable en domaine infrarouge et la méthode a tout de même permis de voir une planète par imagerie directe autour des étoiles 2Mass J12073346–3932539, une naine brune de type spectral M8, et *GQ Lup*, de type spectral K7.

Mais si les planètes, peu lumineuses par nature, échappent aux observations télescopiques directes, elles exercent sur leur étoile une force d'attraction gravitationnelle dont les effets sont susceptibles de trahir leur présence.

Les méthodes actuelles se concentrent justement sur les perturbations qu'elles induisent sur leur étoile. Nous n'en donnerons ici qu'un aperçu non exhaustif, principalement basé sur les propriétés gravitationnelles d'un système matériel à deux corps. Le lecteur souhaitant en savoir davantage pourra se référer aux ouvrages généraux et articles traitant de telles méthodes [79][57][78].

## L'astrométrie

Lorsqu'une planète orbite autour d'une étoile, l'étoile et la planète tournent toutes deux autour de leur centre de masse commun. L'étoile en particulier accomplit un mouvement de révolution autour du barycentre du système. Ce mouvement peut être observé en projection sur le ciel, pourvu qu'on soit capable de mesurer précisément la position de l'étoile au cours du temps. C'est l'objet de l'astrométrie.

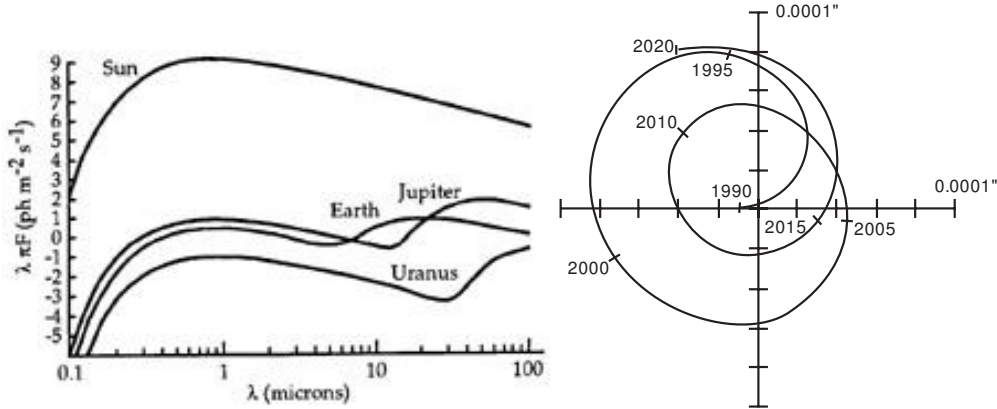


FIG. 6.4 – À gauche : flux observé du Soleil et de quelques planètes de notre système solaire. À droite : déplacement du Soleil sur le ciel dû à Jupiter et Saturne, vu à une distance de 10 parsec sous un angle favorable ( $\sin i = 0$ ), pour une période de 65 ans.

L'astrométrie consiste à mesurer les déplacements d'une étoile sur le ciel provoqués par la présence d'un compagnon, dans notre cas d'une planète. Ce déplacement, normalisé au système Soleil – Jupiter à 10 parsec, s'exprime comme

$$\theta = 500 \frac{a}{[5, 2 \text{ UA}]} \frac{[10 \text{ pc}]}{d} \frac{M_{\bullet}}{[M_{\text{J}}]} \frac{M_{\odot}}{M_{\star}} \mu\text{as}. \quad (6.1)$$

La méthode est spécialement intéressante car elle est davantage sensible aux longues périodes orbitales, ce qui la rend complémentaire à celle des vitesses radiales. Cependant, les étoiles plus massives que le Soleil et les planètes moins massives ou plus rapprochées de leur étoile que Jupiter montrent un angle  $\theta$  qui peut être beaucoup plus petit que 500  $\mu\text{as}$ , le rendant là encore hors de portée des instruments actuels.

En 1844, Friedrich Bessel croit détecter par cette méthode un compagnon invisible à *Sirius*, trop massif pour être une planète et dont la nature reste longtemps mystérieuse. Dix-huit ans plus tard, les contemporains de Bessel doivent cependant en admettre la réalité après son observation directe réussie par Alvan Clark. On sait aujourd'hui que c'est une naine blanche de magnitude 8,5, soit dix mille fois plus faible que Sirius.

Avec l'amélioration des instruments, il devint possible d'envisager la recherche d'objets moins massifs. Piet Van de Kamp (1901–1995), un astronome hollandais, se lança dans l'aventure. Il s'attache en particulier à suivre à partir de 1938 le mouvement de l'étoile de Barnard 2, située à 5,9 al du Soleil et dont le mouvement propre atteint le record de 10,5"/an. Il suspecte d'abord la présence d'une, puis de deux planètes en orbite autour de cette naine rouge (Van de Kamp, 1963, 1969). Cependant, cette découverte est sérieusement mise en doute en 1973 par Gatewood et Eichhorn. Van de Kamp demeure seul à y croire jusqu'à la fin de ses jours. Pour le reste de la communauté scientifique, l'astrométrie classique signe là un échec à détecter des planètes.

Des progrès majeurs sont cependant attendus grâce au développement du mode interférométrique pour le VLT et les télescopes *Keck*, ainsi qu'au lancement de satellites interférométriques et astrométriques (SIM, GAIA). Le VLTI devrait atteindre des précisions de l'ordre de 10 à 50  $\mu\text{as}$  suivant la ligne de base utilisée, offrant l'accès à



la détection de planètes géantes autour d'étoiles de type solaire jusqu'à des distances de l'ordre de 200 parsec [75]. Avec une précision annoncée de 1 à 4  $\mu$ as, SIM (*Space Interferometric Mission*) devrait permettre la détection de planètes terrestres dans le voisinage proche du Soleil.

### Les pulsars millisecondes

Les pulsars millisecondes sont parmi les horloges les plus précises et les plus stables de l'univers. Pourtant, en 1970, David Richards constate une anomalie dans la périodicité du signal en provenance du pulsar du Crabe, découvert un an plus tôt. Il en propose trois explications : un effet de précession, une vibration du pulsar ou une perturbation liée à une planète de période de 11 jours. L'hypothèse de la vibration est celle jugée bonne. En revanche, il s'agit bien de la découverte d'une planète autour d'un pulsar PSR 1829-10 qu'Andrew Lyne publie en 1991, à partir d'observations effectuées avec le radiotélescope de Jodrell Bank. Mais en janvier 1992, Lyne rétracte sa découverte, à cause d'un artefact lié à la non prise en compte de l'excentricité de l'orbite terrestre, alors qu'Alexander Wolszczan annonce le même jour deux planètes<sup>2</sup> autour d'un autre pulsar, le pulsar PSR 1257+12 ! Cette fois, les observations de Wolszczan à Arecibo sont confirmées par Dale Frail au VLA [90].

La présence de planètes autour de tels objets se traduit par des changements de fréquence, avances ou retards, dans l'arrivée des pulses, dus au mouvement du pulsar autour du centre de masse du système. Ces changements de fréquence s'expriment par  $\Delta\nu/\nu = \Delta V/c$ . En m/s, le décalage Doppler correspondant vaut  $\Delta V_r = 3 \times 10^8 (\Delta\nu/\nu)$ . Tenant compte de la stabilité intrinsèque des pulsars millisecondes et de la précision des mesures de *timing* obtenue par les radioastronomes,  $\Delta\nu/\nu$  est connu avec une précision allant jusqu'à  $10^{-11}$  donnant accès à des  $\Delta V_r$  de quelques cm/s, permettant ainsi la détection de planètes de type terrestre. L'effet de la Terre sur le Soleil vaut, pour comparaison, environ 8 cm/s.

Actuellement, il n'y a que deux systèmes planétaires connus autour d'un pulsar : PSR 1257+12 et PSR B1620-26. Pour le premier, 3 planètes de masse comparable à celle de la Terre et de la Lune ont été détectées [91]. Une résonance 3:2 a même été mise en évidence entre les composantes *b* et *c* du système, ce qui confirme l'interprétation orbitale des observations. Des mesures plus récentes de ce pulsar ont révélé la présence d'un quatrième corps dans le système [92], et la présence d'un corps de taille cométaire est à présent suspectée.

De tels systèmes planétaires autour d'une étoile à neutron se sont probablement formés après ou en même temps que leur pulsar, dans le disque d'accrétion de la matière tombant sur l'étoile et accélérant le pulsar en formation. Ils fournissent, pour le moment, un champ quasi-unique d'investigation de la formation d'objets de la taille de la Terre et peuvent ainsi aider à la compréhension de la formation des planètes telluriques. Ces découvertes ont aussi le mérite de montrer que des planètes peuvent se former dans un environnement fort différent de notre Système Solaire.

<sup>2</sup>De période 67 jours et de masse  $3,4 M_{\oplus}$  pour la première, de période 90 jours et de masse  $2,8 M_{\oplus}$  pour la seconde.

## Les vitesses radiales

Par effet Doppler-Fizeau, la lumière émise par une étoile en mouvement est décalée vers le bleu, respectivement vers le rouge, si elle s'approche, respectivement s'éloigne, de l'observateur. Cet effet est trop faible pour être mesuré par photométrie à partir de la seule couleur de l'étoile, mais on sait très bien mesurer le décalage en longueur d'onde d'une raie spectrale par spectroscopie. On accède ainsi aux mouvements le long de la ligne de visée de l'observateur, c'est-à-dire perpendiculairement au plan du ciel. C'est aujourd'hui la méthode la plus efficace pour découvrir les planètes extrasolaires.

Le mouvement périodique d'une étoile autour du barycentre du système étoile-planète se traduit par un déplacement périodique des raies de son spectre. En 1889, Edward Pickering met ainsi en évidence que Mizar A ( $\zeta$  UMa A) est une étoile double très serrée, baptisée « étoile double spectroscopique ».

Plus on surveille de raies spectrales simultanément, plus la mesure du déplacement ou plus exactement de la vitesse radiale, la vitesse projetée sur la ligne de visée, est précise. L'idée proposée par Peter Felgett en 1953 ne sera mise en œuvre qu'une quinzaine d'années plus tard par Roger Griffin (1967). La précision sur la mesure de vitesse passera alors de quelques km/s à quelques centaines de m/s. Si l'instrument de Griffin révolutionnera le domaine, il ne sera pas encore apte à la chasse aux planètes extrasolaires : Jupiter, la plus grosse planète du système solaire, n'introduit qu'une variation de 13 m/s sur le Soleil ! Plusieurs équipes s'engagèrent à la suite de Griffin, notamment celle de Michel Mayor qui construisit avec André Baranne à l'observatoire de Haute-Provence plusieurs instruments dont CORAVEL en 1977 (Baranne et al., 1979), puis ÉLODIE en 1993 (Baranne et al., 1996). La précision d'ÉLODIE atteint les quelques m/s requis.

Dans le cas d'un système à deux corps constitué d'une planète ( $\bullet$ ) et de son étoile ( $\star$ ), la variation  $K_\star$  de vitesse radiale observée pour l'étoile est reliée aux masses des deux composantes par

$$\frac{(M_\bullet \sin i)^3}{(M_\star + M_\bullet)^2} = \frac{P}{2\pi G} K_\star^3 (1 - e^2)^{\frac{3}{2}}, \quad (6.2)$$

où  $P$  est la période orbitale,  $e$  l'excentricité de l'orbite et  $i$  l'angle entre le plan de l'orbite et la ligne de visée. Le terme de gauche est connu sous le nom de fonction de masse. Dans notre cas, la masse de la planète peut être négligée devant celle de l'étoile, conduisant à l'approximation

$$M_\bullet \sin i \approx \left( \frac{P}{2\pi G} \right)^{\frac{1}{3}} K_\star M_\star^{\frac{2}{3}} \sqrt{1 - e^2}. \quad (6.3)$$

Pour des changements de vitesse de l'ordre de la dizaine de m/s, le décalage spectral est très petit, de l'ordre du millièm de la largeur typique des raies spectrales, soit environ  $10^{-4}$  Å en longueur d'onde. Seule la combinaison d'une très grande résolution spectrale, de spectres à haut rapport signal sur bruit, et d'une approche multi-raies permet d'obtenir la précision nécessaire. La méthode est donc particulièrement efficace pour les étoiles dont le spectre est très riche en raies stellaires, et intrinsèquement stables en vitesses radiales, autrement dit non pulsantes. Les candidates toutes

désignées sont les étoiles naines froides, plus tardives que celle de type F5 (souvent appelées par commodité *étoiles de types solaires*).

Plusieurs techniques sont actuellement efficaces, atteignant des précisions inférieures à 10 m/s sur plusieurs années. Citons, avant celle proposée par l'AAA, les techniques « avec cellule à iode » et dite du « thorium simultané ».

**La technique avec cellule à iode.** La technique consiste à mesurer la dérive instrumentale du spectromètre en même temps que l'enregistrement du spectre de l'étoile, une dérive qui produit un déplacement des spectres sur le CCD de la caméra due aux variations locales de température et de pression, et qui pourraient être interprétées à tort comme la manifestation d'un effet Doppler, et donc de variations de vitesse radiale.

La lumière de l'étoile passe donc ici à travers une cellule de gaz, typiquement de l'iode, de pression et de température fixe, dont les raies spectrales en absorption, bien connues, se superposent au spectre de l'étoile et fournissent un étalonnage direct et précis en vitesse radiale. Le décalage Doppler est ensuite estimé par un ajustement global du spectre composite mesuré sur des spectres de référence à haut rapport signal sur bruit de l'étoile et de l'iode (Butler et al., 1996).

La méthode est intéressante parce qu'elle permet, grâce aux raies spectrales de l'iode, de suivre les variations temporelles de la réponse de l'instrument (sa PSF, *Point Spread Function*). Elle est également très peu dépendante des variations du spectrographe puisque la lumière de l'étoile et l'étalonnage par surimpression à travers le gaz d'iode suivent exactement le même chemin optique dans le spectrographe. Elle est donc facilement mise en œuvre sur des spectrographes déjà existants. La méthode est par contre très gourmande en photon, car

- elle nécessite des spectres à haut rapport signal sur bruit ;
- les raies de l'iode sont en absorption ;
- la fenêtre spectrale restreinte des raies de l'iode, de 5000 à 6000 Å, limite le domaine spectral utilisable pour le calcul de vitesse radiale.

Elle est utilisée par des spectrographes échelle montés sur de très grands télescopes : UVES sur le VLT, HIRES sur les télescopes Keck. La précision obtenue sur les vitesses radiales est d'environ 2 m/s.

**La technique du thorium simultané.** La méthode utilise cette fois un spectromètre échelle à haute résolution alimenté par deux fibres optiques. La première véhicule la lumière de l'étoile, la seconde la lumière d'une lampe d'étalonnage généralement au thorium-argon (ThAr). À l'intérieur du spectromètre, les chemins optiques des deux lignes de lumières sont très proches. Le spectromètre enregistre simultanément les deux signaux, généralement dans le domaine visible où les raies en émission de la lampe d'étalonnage au thorium-argon sont nombreuses et fournissent une référence précise en longueur d'onde. Les chemins optiques des deux sources de lumière étant très proches, le déplacement du spectre de la lampe d'étalonnage sur le CCD, induit par la seule dérive instrumentale, est supposé identique pour le spectre de l'étoile, ce qui permet de corriger la mesure faite sur ce deuxième. De plus, la dérive différentielle entre les deux fibres est facilement appréciée en injectant la lumière de la lampe au thorium-argon simultanément dans les deux fibres.

Pour une précision similaire, la méthode du thorium simultané nécessite environ

dix fois moins de photons que celle avec cellule à iode. Elle est utilisée dans le domaine visible avec les spectromètre échelle ÉLODIE sur le télescope de 193 cm de l'Observatoire de Haute-Provence en France, et le spectromètre CORALIE installé sur le télescope suisse EULER de 1,2 m à La Silla au Chili. Avec des résolutions de 42 000 et 50 000, ces deux instruments atteignent respectivement des précisions de 6 à 7 m/s et 5 à 7 m/s sur la mesure de vitesses radiales des étoiles. Des détails et informations techniques supplémentaires sont données dans Baranne *et al.* (1996). Le spectrographe FEROS, installé sur le télescope de 1,5 m de l'ESO à La Silla au Chili permet des mesures de vitesse radiale suivant la même technique mais étendant le domaine spectral dans l'infrarouge proche, jusqu'à 920 nm. Le nouveau spectromètre HARPS enfin, basé sur le même principe et construit par un consortium franco-suisse formé des Observatoires de Genève et de Haute-Provence, de l'Université de Berne et du Service d'Aéronomie de Verrières-le-Buisson, est placé dans une enceinte à vide contrôlée en température et en pression pour limiter toute dérive instrumentale. Ce concept est précisément repris de celui du spectromètre ÉMILIE. HARPS fournit aujourd'hui une précision de 1 m/s sur la mesure des vitesses radiales.



## Chapitre 7

# Le spectromètre visible ÉMILIE et l'Accéléromètre astronomique absolu

C'est en 1985 que Pierre Connes présente la méthode de l'accéléromètre astronomique absolu, appelée l'AAA. Elle doit permettre de mesurer les variations de la vitesse radiale des étoiles avec la précision record de 1 m/s. La mesure de vitesse radiale est en effet présentée comme la méthode la plus accessible pour détecter des planètes extrasolaires. L'avenir lui donne raison puisque en 1995, Michel Mayor et Didier Queloz découvrent la première planète extrasolaire, *51 pegasus b* avec le spectrographe ÉLODIE, installé au télescope de 193 cm de l'Observatoire de Haute Provence, et une vitesse radiale de 15 m/s.

Faute d'un soutien de la communauté astronomique, l'AAA reste cependant dans les cartons pendant 10 ans. Puis, grâce à un soutien modeste enfin manifesté, Pierre Connes réalise en 1995 un embryon de l'AAA et montre qu'il est possible de détecter des oscillations stellaires. Jean-Loup Bertaux s'intéresse immédiatement à cette technique et, grâce à un financement sur action spécifique, met en place un programme de détection des oscillations stellaires sur le spectromètre ÉLODIE avec une variante très simplifiée de l'AAA. Le résultat est au rendez-vous puisque en 1999, Miléna Martić *et al.* (1999) détectent pour la première fois des oscillations de type solaire sur Procyon avec le spectromètre ÉLODIE. Cette technique a depuis été reprise sur les spectromètres *Coralie* et *Harps*.

En parallèle, en 1995, Jérôme Schmitt prépare sa thèse avec Pierre Connes sur le développement complet de l'AAA. Un exemplaire complet est donc réalisé en laboratoire dès la fin de l'année 1997 et montre une stabilité de 1 m/s. Il reste à installer l'AAA sur un spectromètre astronomique.

Depuis le début de la conception du spectromètre ÉLODIE, Pierre Connes avait demandé et obtenu qu'une entrée optique annexe soit prévue. Il prévoyait d'y injecter la lumière de son dispositif AAA une fois développé. Cependant, la mise en place de cette option en 1995 aurait sans doute gêné le programme de Michel Mayor en perturbant la stabilité du spectromètre pendant une période de mesures cruciales qui allaient aboutir à la découverte de *51 Peg b*. Pierre Connes et Jean-Loup Bertaux décident donc de concevoir un nouveau spectromètre astronomique, ÉMILIE, cette fois correctement

financé par l'INSU. François Bouchy effectue sa thèse avec Pierre Connes et Jean-Loup Bertaux sur la réalisation de ce nouveau spectrographe, imaginé par Pierre Connes.

En 2000, le spectromètre ÉMILIE et l'AAA sont installés sur le télescope de 152 cm de l'Observatoire de Haute Provence. L'ensemble permet de valider partiellement la méthode de l'AAA en montrant qu'il est possible de détecter les planètes extrasolaires déjà connues. Avec beaucoup d'améliorations sur le spectromètre ÉMILIE, nous arrivons à montrer une précision de 2 m/s sur une étoile pendant une semaine.

Malgré l'introduction d'une nouvelle caméra CCD plus sensible en août 2001, les mesures accumulées et analysées au cours de ma thèse montrent l'existence d'un certain nombre de problèmes concernant le spectromètre ÉMILIE, qui empêchent de faire une démonstration pleinement convaincante de la qualité métrologique de l'AAA au niveau souhaité de 1 m/s. En 2002, Jean-Loup Bertaux décide donc la construction d'un nouveau spectrographe, baptisé ÉMILIE 2. Les pièces optiques et le détecteur sont conservés, mais le banc optique, la cuve à vide, le système de pompage et bien d'autres pièces sont redessinées et fabriquées, principalement au Service d'Aéronomie par Jean-Jacques Correia. Parallèlement, le logiciel d'extraction des spectres et de calcul de la vitesse radiale est entièrement revu par mes soins.

## 1) Objectifs scientifiques

Le spectromètre ÉMILIE et l'Accéléromètre astronomique absolu sont dédiés aux mesures de vitesse radiale à très grande précision, pour l'étude de trois thèmes : la recherche des planètes extrasolaires, l'astérosismologie, et l'étude des vents sur Vénus.

### 1.1) Les planètes extrasolaires

Comme nous l'avons vu, la recherche de planètes extrasolaires est en plein développement. L'objectif fixé pour le spectromètre ÉMILIE et l'AAA est d'atteindre une précision en vitesse radiale de 1 m/s avec le télescope de 1,52 m de l'Observatoire de Haute-Provence, ce qui permet de découvrir des planètes seulement 10 fois plus massive que la Terre. La priorité des autres équipes mondiales de recherche atteint tout juste ce niveau. Si celui des deux équipes les plus actives, dirigées par Geoffrey Marcy et Paul Butler à Berkeley et Michel Mayor à Genève, est de l'ordre de 3 à 5 m/s, le nouveau spectromètre HARPS atteint aujourd'hui une telle précision. Cependant, les spectromètres CORALIE et ÉLODIE sont respectivement couplés à un télescope de 1,20 m et 1,93 m, tandis que le spectromètre HARPS est couplé à un télescope de 3,60 m. Le point essentiel est qu'atteindre une précision de 1 m/s sur les mesures de vitesse radiale nécessite de récolter 16 fois plus de photons que pour atteindre une précision de 4 m/s. Pour découvrir un maximum de planètes extrasolaires en un minimum de temps, il est nécessaire de se fixer une limite sur le temps de pose afin de surveiller le plus d'étoiles possibles. C'est la stratégie choisie par ces deux équipes. Aussi, le spectromètre ÉMILIE et l'AAA ne se placent pas en concurrence avec d'autres programmes en cours, qui ne nécessitent pour le moment pas systématiquement une précision de 1 m/s sur les mesures de vitesse radiales. Notre objectif est de démontrer que la méthodologie AAA, inventée en France, est capable d'atteindre une telle précision et même au delà, pour l'appliquer à la recherche de planètes de type terrestre ou seulement 10 fois plus

massive, et d'explorer les difficultés éventuelles.

## 1.2) L'astérosismologie

La physique interne des étoiles est encore mal connue, et les modèles de structure interne des étoiles et les modèles d'évolution stellaire restent incertains. La sismologie stellaire, l'*astérosismologie*, est un outil performant pour sonder l'intérieur des étoiles. Elle apporte des contraintes indispensables à l'étude de leur structure interne. Utilisée sur le Soleil, l'héliosismologie fournit des informations pertinentes sur sa structure interne : sa rotation interne, la dimension de sa zone convective, etc. L'astérosismologie est actuellement en plein essor. Des oscillations stellaires sur d'autres étoiles ont été détectées par mesure de vitesse radiale avec le spectromètre ÉLODIE, mais aussi ÉMILIE, et plusieurs satellites, dont *Corot*, sont en préparation<sup>1</sup>.

Nous avons observé simultanément une étoile avec les spectromètres ÉLODIE et ÉMILIE en mode astérosismologie et montré pour la première fois une corrélation entre les variations temporelles de vitesse radiale recueillies simultanément sur deux télescopes, ouvrant la voie aux observations d'astérosismologie au sol par variation de vitesse radiale (Bertaux, Schmitt *et al.*, 2003). Nous devons cependant préciser que notre équipe ne souhaite pas s'impliquer d'avantage sur cette thématique des oscillations stellaires. Mais naturellement, si d'autres équipes souhaitent utiliser le spectromètre ÉMILIE et l'AAA pour cette thématique, elles seront les bienvenues. Une grosse partie des efforts conduits dans la rénovation du spectromètre ÉMILIE consiste à automatiser les séquences d'observation de sorte que cet instrument puisse devenir accessible à tous, sous la responsabilité de l'Observatoire de Haute-Provence.

## 1.3) L'étude des vents sur Vénus

Il s'agit cette fois de mesurer la vitesse des vents dans l'atmosphère de Vénus en utilisant le décalage Doppler de la lumière solaire diffusée par les particules des nuages.

**Vents horizontaux.** L'atmosphère de Vénus est le siège d'un régime dynamique dit de super-rotation : au sommet de la couche nuageuse, l'atmosphère tourne en moyenne en 4 jours, soit 60 fois plus vite que la planète solide, à environ 90 m/s. Ce phénomène est très vraisemblablement présent également sur Titan où la stratosphère tourne sans doute une dizaine de fois plus vite que la surface du satellite. Ce phénomène n'est encore pas expliqué de façon certaine. L'explication la plus vraisemblable est que le moment cinétique atmosphérique est ramené en permanence vers le haut de l'atmosphère par la circulation méridienne moyenne. Celle-ci, du fait de la faible vitesse de rotation de la planète peut s'étendre jusqu'aux pôles. Sur Terre elle se cantonne dans les tropiques. Avec une telle circulation, l'air monte préférentiellement dans les basses latitudes et redescend près des pôles, dans une région où le moment cinétique est plus faible. Ce processus, proposé à l'origine par Gierasch (1975) est en partie confirmé dans la mesure où il est en œuvre dans des simulations numériques effectuées avec des modèles de circulation générale par différentes équipes. Pour que le mécanisme de

<sup>1</sup>Ces satellites utiliseront la méthode des micro-variations de brillance.



Gierasch soit possible, il faut en plus qu'il y ait un processus qui ramène le moment cinétique depuis les hautes latitudes vers l'équateur. Les modèles numériques ont montré que la circulation méridienne produisait des jets instables dans les moyennes latitudes, et que les ondes planétaires qui résultaient de cette instabilité avaient tendance à transporter systématiquement le moment cinétique vers l'équateur. Une étape importante pour avoir confiance dans ce scénario est de faire un lien précis avec les observations de Vénus.

Les observations des nuages en ultraviolet par la mission *Pioneer Venus Orbiter* ont montré que le vent zonal moyen n'était pas stationnaire. À certains moments, l'atmosphère est presque en rotation solide alors qu'à d'autres elle montre des jets assez marqués dans les moyennes latitudes. Une interprétation est qu'on a un régime instationnaire : la circulation moyenne qui crée les jets ; au bout d'un moment ces jets se déstabilisent ; l'instabilité crée des ondes ; ces ondes détruisent les jets en ramenant le moment cinétique vers l'équateur.

Les observations avec le spectromètre ÉMILIE consistent à observer, sur plusieurs nuits consécutives, en différents points du disque, la composante radiale – soit vers l'observateur – de la vitesse des nuages, et en particulier sa distribution avec l'altitude.

Les marques ultraviolettes de Vénus se déplacent. Mais sont-elles matérielles ? Ou sont-elles aussi influencées par des ondes ? Auquel cas leur vitesse ne serait pas exactement celles de la matière et du vent. ÉMILIE et l'AAA mesurent réellement la vitesse matérielle, le vent. Dès 2006, il sera particulièrement utile de faire des observations simultanées au cours de la mission *Vénus-Express* de l'ESA. Le Service d'Aéronomie est en effet responsable de l'instrument *Spicav*, une reprise de l'instrument *Spicam-Light* pour *Vénus-Express*, et la caméra UV embarquée permettra de suivre le déplacement des marques ultraviolettes. En comparant les mesures de la vitesse des vents faites avec ÉMILIE et l'AAA d'une part, et celles de *Vénus-Express* d'autre part, il sera possible de répondre à la question soulevée.

**Vents verticaux.** En observant le point où la bissectrice de l'angle Terre – Vénus – Soleil est verticale, nous mesurons la vitesse verticale des vents, ou au moins, sans difficulté, la variation temporelle de cette vitesse verticale (pendant deux heures, avec une résolution temporelle de l'ordre de la minute). Les ballons lâchés dans l'atmosphère de Vénus lors de la mission *Vega* en 1985 ont mesuré des vents pouvant atteindre plusieurs m/s (Crisp et al., *Advance Space Research*, 10 (5) 109–124, 1990). L'enjeu est de quantifier comment se fait, en fonction de l'altitude, la variation du régime de circulation : à 65 km, les marques ultraviolettes indiquent un régime de vent zonal, avec une super-rotation rétrograde de l'ordre de 90 – 100 m/s (régime RSZ), alors que les modèles de thermosphère ( $Z > 120$  km) montrent un régime de vents allant du point sub-solaire au point anti-solaire (SS – AS) (Bougher *et al.*, 1997). Entre ces deux régions règne la mésosphère, et il semble que le régime de vents y soit hautement variable dans le temps.

D'autre part, selon une idée de Philippe Lognonné et Juliette Artru (IPGP), on pourrait aussi détecter des tremblements de Vénus, des séismes. En effet, sur Terre, les séismes provoquent des déplacements verticaux périodiques de l'ordre de quelques minutes, détectés dans l'ionosphère. En est-il de même sur Vénus ? Les observations proposées sont la seule façon d'avancer sur ce problème à court terme. Dans le cas de

Vénus, cela devrait se traduire par des oscillations verticales, accessibles avec l'AAA. Naturellement, il faudrait pouvoir le distinguer d'ondes plus ordinaires.

#### 1.4) Les spécifications recherchées

Précision de mesure de vitesse radiale	<1 m/s sur quelques années
Échantillonnage	<1500 m/s/pixel
Espace inter-ordre	>1 pixel
Rendement optique	>3% à 550 nm (rapport du nombre d'électrons enregistrés au nombre de photons collectés)
Résolution spectrale	>130 000
Bruit de photon	<2 m/s en moins de 15 min jusqu'à la magnitude 9
Dérive mécanique	<1 m/s, soit <0,01 $\mu\text{m}$ sur 1 heure
Variation de pression dans la cuve à vide	<10 <sup>-5</sup> mbar
Temps de lecture du CCD	<15 s
Bruit de lecture	<6 électrons
Domaine spectral	<410–650 nm, avec 50% de couverture
Magnitude limite	>7
Fente sur le ciel	2,7 secondes d'arc

#### 1.5) Une comparaison avec d'autres spectrographes

	ÉLODIE 1,93 m OHP	HARPS 3,60 m ESO	SOPHIE 1,93 m OHP	FEROS 2,20 m ESO	ÉMILIE 1,52 m OHP
Technique	2 fibres simultanées : <i>étoile</i> et <i>ThAr</i>				1 fibre
Champ	2"	1"	3"	1,9"	2,7"
$\phi$ faisceau collimaté	100 mm	208 mm	200 mm	136 mm	210 mm
Domaine spectral <sup>2</sup>	380–690	380–690	387–696	370–860	410–650
Ordres spectraux	67	68	38	40	50
Résolution spectrale	42 000	>100 000	37 500– 72 000	48 000	135 000
Détecteur : type	1 CCD	2 CCD	1 CCD	1 CCD	1 CCD
modèle	Tk1024	EEV	EEV	EEV	Tk1024
surface	25×25 mm	61×62 mm	61×31 mm	61×31 mm	25×25 mm
taille des pixels	24 $\mu\text{m}$	15 $\mu\text{m}$	15 $\mu\text{m}$	15 $\mu\text{m}$	24 $\mu\text{m}$
nombre de pixels	1024×1024	2048×4096	2048×4096	2048×4096	1024×1024
Échantillonnage <sup>3</sup>	2,5	4	3,3	2	1,8
Efficacité <sup>4</sup>	0,6–0,9%	6%	5–12%	13%	3,5%
Précision en VR <sup>5</sup>	<6 m/s	1 m/s*	2 m/s*		1 m/s*

<sup>2</sup>Domaine spectral en nm. Le spectromètre ÉMILIE ne couvre que 50% du domaine.

<sup>3</sup>Couverture en pixels par élément spectral.

<sup>4</sup>Efficacité maximale totale à 550nm.

<sup>5</sup>Précision en vitesse radiale sur plusieurs années. \*Précision souhaitée.

## 2) Principe de l'AAA

La méthode de l'Accéléromètre Astronomique Absolu est une variante instrumentale de mesure des variations de vitesse radiale par effet Doppler-Fizeau.

L'AAA comporte un accéléromètre, un Fabry-Pérot accordable et un spectromètre à dispersion croisée à fentes mobiles. L'accéléromètre est un laser accordable dont on commande et mesure très précisément la fréquence. Le principe consiste à suivre fidèlement avec ce laser le décalage des spectres stellaires par effet Doppler-Fizeau. L'opération emploie le Fabry-Pérot accordable et le spectromètre à fentes mobiles. La méthode permet de gagner en justesse et en fidélité, de s'affranchir des erreurs instrumentales, et présente l'avantage d'être plus rapide qu'un algorithme par corrélations croisées. Elle conduit enfin – et surtout – à une utilisation optimale du signal, et donc au rapport signal sur bruit optimal [61].

L'ensemble est conçu pour mesurer les variations temporelles du décalage Doppler des spectres stellaires et non pas la valeur instantanée du décalage lui-même. Sa conception doit permettre la précision record d'1 m/s. Si l'instrumentation est particulièrement complexe, elle met en œuvre un algorithme fort simple.

### 2.1) Décalage spectral par effet Doppler-Fizeau

En mécanique non relativiste, la longueur d'onde  $\lambda_{\text{em}}$  émise par une source mobile  $S$  est perçue par un observateur mobile  $O$  comme

$$\lambda_{\text{rec}} = \lambda_{\text{em}} \left( 1 + \frac{V_r}{c} \right), \quad (7.1)$$

où  $V_r$  est la vitesse radiale de la source par rapport à l'observateur, comptée positivement de l'observateur vers la source.

Contrairement aux méthodes traditionnelles, l'AAA mesure les variations de la vitesse radiale  $V_r$  au cours du temps à partir d'une date de référence, et non la vitesse radiale  $V_r$  exacte. C'est en ce sens que l'AAA est appelé un *accéléromètre* : parce qu'il mesure des variations de vitesses radiales au cours du temps<sup>6</sup>.

À la date  $t_{\text{ref}}$  d'un premier enregistrement, qui constitue la référence, la longueur d'onde  $\lambda_{\text{em}}$  émise par une étoile est perçue par le spectromètre comme

$$\lambda_{\text{rec}}^{t_{\text{ref}}} = \lambda_{\text{em}} \left( 1 + \frac{V_r^{t_{\text{ref}}}}{c} \right), \quad (7.2)$$

puis, à l'occasion de chaque pose courante  $t_c$ , postérieures à la pose de référence, comme

$$\lambda_{\text{rec}}^{t_c} = \lambda_{\text{em}} \left( 1 + \frac{V_r^{t_c}}{c} \right). \quad (7.3)$$

La variation de longueur d'onde perçue entre le spectre enregistré à la date de référence d'une part, et un spectre enregistré lors d'une date courante postérieure d'autre part, s'exprime

$$\lambda_{\text{rec}}^{t_c} - \lambda_{\text{rec}}^{t_{\text{ref}}} = \lambda_{\text{em}} \frac{V_r^{t_c} - V_r^{t_{\text{ref}}}}{c}, \quad (7.4)$$

<sup>6</sup>Il ne s'agit cependant pas de l'accélération radiale instantanée.

et la variation de vitesse radiale de l'étoile par rapport à la Terre entre la date de référence et chaque date courante par

$$V_r^{t_c} - V_r^{t_{ref}} = c \left( 1 + \frac{V_r^{t_{ref}}}{c} \right) \left( \frac{\lambda_{rec}^{t_c} - \lambda_{rec}^{t_{ref}}}{\lambda_{rec}^{t_{ref}}} \right). \quad (7.5)$$

Ainsi, pour déterminer la variation de vitesse radiale de l'étoile entre la date de référence et chaque pose courante postérieure, l'AAA doit déterminer :

- la vitesse radiale  $V_r^{t_{ref}}$  de l'étoile par rapport à la Terre à la date de référence. Nous verrons au paragraphe (7.5) que sa valeur précise à 1 km/s est suffisante ;
- les variations de longueur d'onde  $\lambda_{rec}^{t_c} - \lambda_{rec}^{t_{ref}}$  perçues par les pixels de la caméra CCD entre la date de référence et chaque pose courante postérieure rapportées aux longueurs d'onde  $\lambda_{rec}^{t_{ref}}$  perçues au moment de la pose de référence. On remarquera que ce terme, ramené en fréquence, s'exprime

$$\frac{\nu_{rec}^{t_{ref}} - \nu_{rec}^{t_c}}{\nu_{rec}^{t_c}}, \quad (7.6)$$

et que sa normalisation s'effectue alors par rapport à la date courante, contrairement à son expression en longueur d'onde où elle s'effectue par rapport à la date de référence. Sa mesure précise est confiée à l'accéléromètre.

Nous décomposerons parfois la vitesse radiale  $V_r$  de l'étoile par rapport à l'observateur (le télescope) en trois composantes : la vitesse  $V_{r \text{ étoile}}$  de fuite de l'étoile par rapport au barycentre du système solaire, et les vitesses  $V_{r \text{ Terre(rot)}}$  et  $V_{r \text{ Terre(rév)}}$  induites par les mouvements de rotation et de révolution de la Terre, toutes trois projetées sur la ligne de visée. Les quatre termes restent bien sûr liés par la relation scalaire  $V_r = V_{r \text{ étoile}} + V_{r \text{ Terre(rot)}} + V_{r \text{ Terre(rév)}}$ . La notation  $V_{r \text{ Terre}}$  correspondra à la projection de la vitesse complète de la Terre sur la ligne de visée, autrement dit à la somme  $V_{r \text{ Terre(rot)}} + V_{r \text{ Terre(rév)}}$ .

## 2.2) L'accéléromètre

Pour mesurer le terme (7.6) de l'équation (7.5) avec une très grande précision, l'AAA utilise un accéléromètre composé d'un laser infrarouge accordable auquel il impose, par l'intermédiaire d'un asservissement en boucle fermée utilisant le spectromètre ÉMILIE et un Fabry-Pérot accordable, les mêmes variations de longueur d'onde que celles du spectre de l'étoile provoquées par son décalage Doppler. La fréquence  $\nu_{rec}$  de ce laser est contrôlée et lue simultanément et très précisément grâce à un double étage hétérodyne. Comme cette fréquence sert à piloter l'écartement des lames du Fabry-Pérot accordable, nous l'appellerons dès à présent  $\nu_{FP}$ .

**Premier étage.** Le premier étage hétérodyne met en œuvre un second laser infrarouge accordable, similaire au premier mais verrouillé en permanence sur le maximum d'absorption de la transition  $6p^2S_{1/2} \Leftrightarrow 6p^2P_{3/2}$  du césium en traversant une cellule en absorption saturée. Sa longueur d'onde est parfaitement stable et connue. Elle vaut  $\lambda_{Ce}^{vide} = 852,124 \text{ nm}$ . Nous préférons manipuler sa fréquence, qui vaut  $\nu_{Ce} = 3,518\,178\,37(3) \times 10^{14} \text{ Hz}$ . Elle constitue la première des deux références absolues du système AAA.

Ce laser sert de pompe pour la première descente en fréquence hétérodyne. Les faisceaux des deux lasers sont guidés vers un même détecteur rapide, une diode GEC (Y-35-5252) de GaAs travaillant jusqu'à la fréquence de 18 GHz. L'éclairement combiné des lumières monochromatiques, de même polarisations et de fréquences proches des deux lasers produit un battement, B1, dont la fréquence basse aux bornes de la diode vaut<sup>7</sup>

$$\nu_{B1} = |\nu_{FP} - \nu_{Ce}|. \quad (7.7)$$

Cette fréquence se situe dans la plage des 1–12 GHz.

**Deuxième étage.** Le signal issu du premier étage hétérodyne présente à la fois une fréquence trop élevée et une largeur de raie trop importante pour permettre une mesure directe par un fréquencesmètre [81]. L'idée est alors venue d'utiliser un oscillateur local accordable pour construire un second étage hétérodyne.

À la suite du précédent étage, le signal de battement est donc conduit vers un mélangeur M qui le couple à celui d'un oscillateur local accordable OL (fig. 7.1). Sa fréquence est contrôlée par l'AAA sur une gamme de 1 à 12 GHz. Leur mélange produit un nouveau battement, B2, de fréquence basse

$$\nu_{B2} = |\nu_{B1} - \nu_{OL}|, \quad (7.8)$$

que l'AAA maintient, grâce à un nouvel asservissement en boucle fermée sur l'oscillateur local, à 159 MHz. Cette dernière fréquence définit la deuxième référence absolue du système. La fréquence qui porte l'information n'est donc pas celle de sortie, verrouillée à 159 MHz, mais celle de l'oscillateur local. Elle vaut

$$\nu_{OL} = \nu_{B1} \pm 159 \text{ MHz}. \quad (7.9)$$

Il est peu habituel de stabiliser la fréquence de sortie d'un étage hétérodyne en modulant sa fréquence de pompe, ici celle de l'oscillateur local. L'intérêt de ce système n'est pas de descendre davantage la fréquence du signal mais d'affiner sa largeur de raie – très fine dans le cas d'un oscillateur local – pour la mesurer avec précision avec un fréquencesmètre. Le second étage est en quelque sorte ici un montage suiveur.

**Fréquence  $\nu_{FP}$  du laser accordable pilote.** L'objectif de ce système est, nous l'avons vu, de mesurer la valeur du terme (7.6) de l'équation (7.5) avec une très grande précision, soit

$$\frac{\nu_{FP}^{t_{\text{ref}}} - \nu_{FP}^{t_c}}{\nu_{FP}^{t_c}}. \quad (7.10)$$

La différence  $\nu_{FP}^{t_{\text{ref}}} - \nu_{FP}^{t_c}$  du numérateur correspond à l'écart en fréquence de l'oscillateur local entre les dates de référence et courante, soit  $\nu_{OL}^{t_{\text{ref}}} - \nu_{OL}^{t_c}$ . Le terme  $\nu_{FP}^{t_c}$  du dénominateur est la fréquence du laser accordable pilote au cours des dates courantes, postérieures à la référence. Elle se déduit des équations (7.7) et (7.9) comme

$$\begin{aligned} \nu_{FP}^{t_c} &= \nu_{Ce} \pm \nu_{OL}^{t_c} \pm \nu_{B2} \\ &= 3,518\,178\,37(3) \times 10^{14} \text{ Hz} \pm \nu_{OL}^{t_c} \pm 159 \times 10^6 \text{ Hz}. \end{aligned} \quad (7.11)$$

<sup>7</sup>La diode, sensible à l'éclairement, perçoit le module de la somme des deux champs électriques des deux lasers.

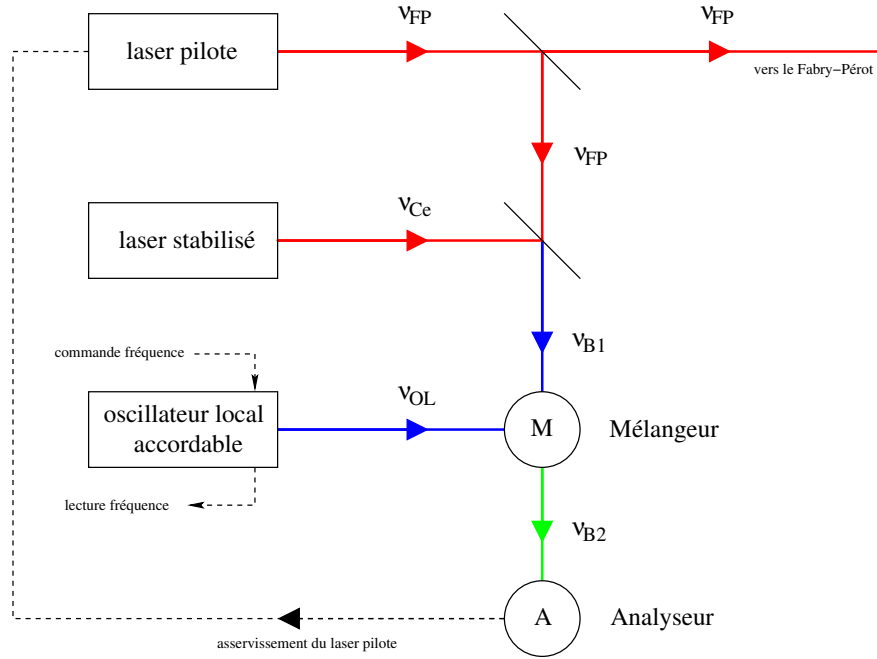


FIG. 7.1 – Double étage hétérodyne de la platine laser.

Cette équation présente deux incertitudes liées aux deux battements consécutifs. Mais en pratique, l'asservissement de chaque étage n'autorise qu'une seule solution, l'autre étant instable et divergente. Le système ne peut donc pas commuter de l'une à l'autre. Les signes ont été vérifiés expérimentalement<sup>8</sup>. La fréquence du laser accordable pilote n'a donc en réalité qu'une seule solution qui s'exprime

$$\begin{aligned}\nu_{FP}^{tc} &= \nu_{Ce} + \nu_{OL}^{tc} - \nu_{B2} \\ &= 3,518\,178\,37(3) \times 10^{14} \text{ Hz} + \nu_{OL}^{tc} - 159 \times 10^6 \text{ Hz}.\end{aligned}\quad (7.12)$$

Elle est ainsi connue à  $\pm 1$  MHz. L'incertitude laissée sur la variation de vitesses mesurées vaut  $5 \cdot 10^{-2}$  m/s, ce qui est parfaitement négligeable.

La fréquence du laser accordable est donc à la fois pilotée et contrôlée par l'intermédiaire de l'oscillateur local. Nous allons décrire comment l'AAA la confronte au décalage spectral des spectres stellaires. Cette opération est assurée par le Fabry-Pérot accordable et le spectromètre ÉMILIE.

### 2.3) Le Fabry-Pérot accordable

Le Fabry-Pérot accordable nous permet de construire un spectre cannelé dans le domaine visible, très riche et accordable, à partir du spectre continu d'une lampe à arc au xénon. Le parallélisme et l'écartement de ses lames sont contrôlés par des asservissements qui maintiennent le maximum de transmission d'une cannelure choisie à la longueur d'onde du laser accordable. La fréquence du laser accordable commande

<sup>8</sup> grâce au spectre cannelé du Fabry-Pérot accordable.

ainsi l'écartement des lames du Fabry-Pérot. Toute variation de fréquence du laser accordable impose dès lors un étirement du spectre cannelé du Fabry-Pérot. L'objectif de l'AAA est de produire sur le spectre cannelé du Fabry-Pérot un étirement équivalent au décalage Doppler-Fizeau des spectres stellaires.

Comme le témoigne la figure 7.2, le principe optique de cette partie de l'AAA est très simple. Sa réalisation est en réalité plus complexe, comme le montre la figure 7.3.

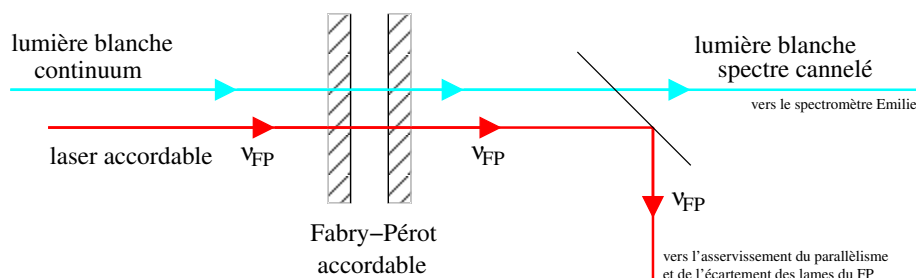


FIG. 7.2 – Usage du Fabry-Pérot accordable.

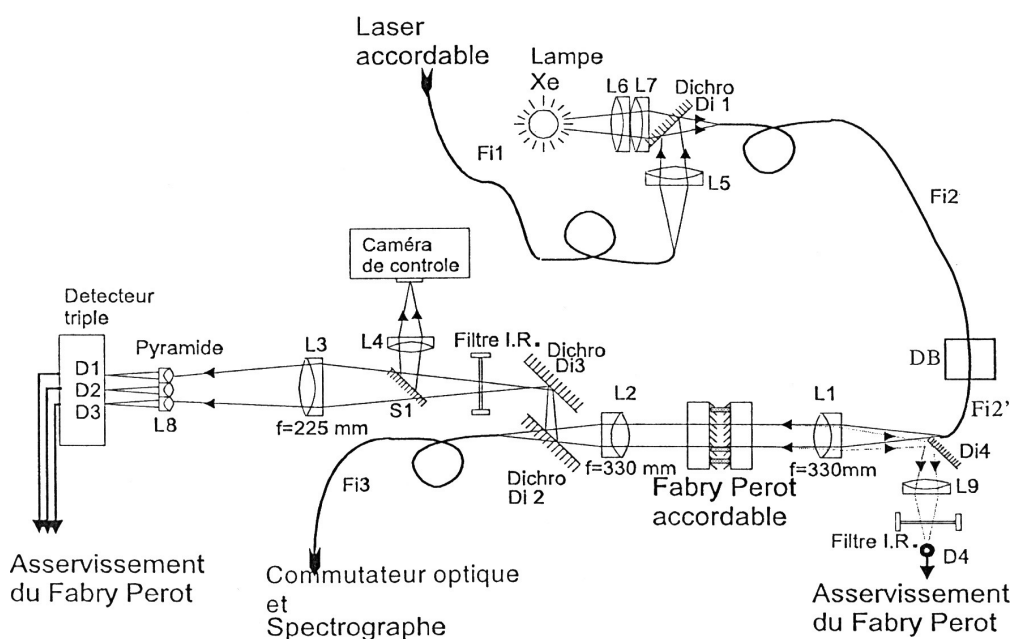


FIG. 7.3 – Montage optique de la platine Fabry-Pérot. En réalité, l'axe optique du Fabry-Pérot est vertical. (D'après J. Schmitt, [81]).

La source de lumière blanche est une lampe à arc au Xénon à haute pression. Son flux est mélangé à celui du laser, transporté jusque là par la fibre optique Fi1, par un petit miroir dichroïque Di1. Les deux faisceaux sont ainsi géométriquement superposés et transportés par la même fibre Fi2. Ils passent par un double brouilleur DB, sont collimatés par l'achromat L1, traversent le Fabry-Pérot, puis sont focalisés par l'acromat L2. Ils sont alors séparés par un second dichroïque Di2, identique à Di1.

Le faisceau de lumière blanche est ensuite dirigé vers le spectromètre par une troisième fibre optique Fi3. Concernant le faisceau infrarouge, il est essentiel de réduire autant que possible le flux résiduel de lumière blanche mélangée à celui du laser, ce qui est obtenu par un nouveau dichroïque Di3 et un filtre infrarouge. L'achromat L3 produit une image réelle du Fabry-Pérot sur un prisme pyramidal à trois facettes pour surveiller trois zones distinctes du Fabry-Pérot, et les faisceaux correspondants sont focalisés séparément sur trois diodes Di, D2 et D3. Une séparatrice S1, dont la réflectivité vaut 10%, envoie une fraction du flux laser sur une caméra de contrôle vidéo qui permet, par un changement de mise au point, d'observer soit l'image des lames du Fabry-Pérot, pour contrôler le parallélisme des lames, soit la face de sortie de la fibre pour centrer les anneaux. Une photodiode D4 reçoit le flux réfléchi par la surface d'entrée de la première lame du Fabry-Pérot, qui fait un angle de 30° avec la seconde. Ce signal est utilisé pour contrôler le flux total du laser reçu par le Fabry-Pérot. Un miroir dichroïque et un filtre infrarouge atténuent là encore l'intensité du faisceau de lumière blanche.

Le montage demande d'utiliser des lames dichroïques pour séparer la partie visible du laser à 852 nm. Elles ont été réalisées en même temps que les lames du Fabry-Pérot. Leur traitement de surface n'est qu'une simplification de l'empilement multicouches des lames du Fabry-Pérot. Leurs transmissions ont été publiées par Jérôme Schmitt [81].

Pour les besoins de l'AAA, l'épaisseur de la cavité mesure environ 10 mm<sup>9</sup>, et s'ajuste sur près de 1 µm avec une précision de l'ordre de 0,02 nm. Ces spécifications difficiles font que le Fabry-Pérot reste une des parties les plus délicates de l'AAA.

## 2.4) Le spectromètre ÉMILIE

Ainsi, l'AAA construit un spectre cannelé à partir d'une lampe au Xénon, un Fabry-Pérot et un laser accordable. Ce spectre peut subir un étirement contrôlé en longueur d'onde pour reproduire artificiellement l'étirement par effet Doppler-Fizeau. Très riche en cannelures, il constitue un spectre stellaire de laboratoire. Le maillon final du dispositif AAA est de lui imposer les mêmes étirements en longueur d'onde que ceux des spectres des étoiles.

La solution fait ici intervenir un spectromètre à dispersion croisée à fentes mobiles, alimenté par une fibre optique unique. Baptisé ÉMILIE, le spectromètre a été construit sur les plans de Pierre Connes au Service d'Aéronomie. Il est étudié pour fournir des spectres à très haute résolution dans le visible, avec une très bonne stabilité, pour les mesures de vitesses radiales d'étoiles avec une très bonne précision. Optimisé pour l'AAA, mais également utilisable avec un étalonnage classique, il fut dédié au télescope de 152 cm de l'Observatoire de Haute-Provence.

Sa description détaillée a été publiée par François Bouchy [53]. Il contient un réseau échelle de 408 mm de large utilisé en Littrow à  $\theta_0=64,82^\circ$  et contenant 31,6 traits par millimètre, soit  $\sigma=31,64 \mu\text{m}/\text{trait}$ . La dispersion croisée est assurée par un prisme qui permet d'obtenir 50 ordres sur un CCD de  $1024 \times 1024$  pixels de  $24 \times 24 \mu\text{m}$ . Une des faces du prisme porte le profil d'une lame de Schmidt pour compenser les défauts de sphéricité du miroir de la chambre. Le domaine spectral couvert s'étend de 420 à

<sup>9</sup>Elle mesure plus exactement 13,707 mm.



667 nm. Cependant, les domaines spectraux des ordres vus par le CCD ne se recouvrent pas, si bien que le domaine spectral observable présente des coupures qui couvrent près de 50 % du domaine total. Un pixel de la caméra CCD représente, au centre des ordres spectraux, 1410 m/s.

Afin d'assurer la meilleure stabilité thermomécanique possible, le spectromètre est placé dans une enceinte à vide. La mise sous vide de l'instrument améliore d'elle-même la stabilité thermique en éliminant les fluctuations de température du milieu extérieur par convection. Le spectromètre étant suspendu dans l'enceinte en trois points, la conduction est très faible. Mais faute de moyens suffisants, la première version du spectromètre était conçue en acier standard et en Dural. En contre partie, des efforts importants avaient été menés pour homogénéiser et réguler l'enceinte en température. Les difficultés ne sont pas survenues de la stabilisation en température mais de la présence de vapeur d'eau<sup>10</sup> et de graisse à vide<sup>11</sup> dans l'enceinte, qui venaient givrer devant la fenêtre de la caméra CCD refroidi à très basse température. Une nouvelle réalisation du spectromètre et de son enceinte sont en cours d'assemblage. Tous deux en Invar, elles seront beaucoup plus soignées.

Le spectromètre est alimenté par une fibre unique. Deux commutateurs optiques permettent de l'éclairer soit par la lumière des étoiles provenant du télescope, soit par la lumière de la source blanche après avoir traversé le Fabry-Pérot accordable, soit par la lumière de la source blanche après avoir traversé une cuve à iode. Cette dernière permet de simuler le spectre d'une étoile en laboratoire sans aucun décalage Doppler. Elle est particulièrement utile pour contrôler la justesse et la fidélité de l'AAA sur le long terme. La cuve à iode peut également être escamotée pour observer la lumière directe de la source blanche.

Le déplacement contrôlé des fentes du spectromètre permet de placer systématiquement les spectres sur les mêmes pixels du CCD, malgré leur étirement spectral (Doppler pour les spectres stellaires, équivalent Doppler pour le spectre cannelé du Fabry-Pérot accordable). L'objectif est de suivre, grâce au mouvement des fentes, le déplacement des raies des spectres stellaires provoqué par son étirement Doppler, en maintenant leur profil invariant sur le CCD. Le séquençement des opérations sera expliqué au paragraphe 6. On remarquera qu'étirement et déplacement ne sont pas équivalents, mais il existe une combinaison de mouvements des fentes qui permet une déformation convenable. Ce point sera expliqué au paragraphe 4.

### 3) Analyse des images CCD

Le spectromètre ÉMILIE utilise une caméra CCD pour enregistrer le spectre optique sous la forme d'une image numérique en noir et blanc. L'image ne livre pas son information spectrale directement mais à la suite de quelques traitements, incontournables et aujourd'hui bien connus. Il s'agit de corriger le signal d'offset (ou *bias*), le signal du courant d'obscurité (ou *dark*), la plage de lumière uniforme PLU (ou *flat field*) et les parasites créés lors des passages de rayons cosmiques.

<sup>10</sup>L'acier standard piège en sub-surface la vapeur d'eau de l'air ambiant.

<sup>11</sup>Pour homogénéiser la température du spectromètre, nous avons tenté d'améliorer au maximum les contacts thermiques entre les différentes pièces métalliques du spectrographe. Pour ce faire, de la graisse à vide fut étalée sur chaque support en contact avec la poutre du spectrographe. F. Bouchy, [53], p.107.

L'algorithme de calcul de vitesse radiale qu'utilisent ÉMILIE et l'AAA repose en revanche sur une méthode moins connue. La méthode est optimisée. L'estimation de la précision des poses, en terme de vitesse radiale, repose sur un calcul des barres d'erreurs au niveau des pixels utiles de l'image, à partir du bruit de photons et des bruits de lecture et d'échantillonnage propres à l'électronique de lecture de la caméra. La méthode nécessite de connaître les valeurs du gain de la caméra<sup>12</sup> et les bruits de lecture et d'échantillonnage générés par son électronique de lecture.

L'étude proposée ici expose une analyse fine des images CCD. Elle s'intéresse aux images d'offset, aux images du courant d'obscurité et aux images brutes en général. Elle établit une méthode pour mesurer finement le gain de la caméra, ainsi que celles permettant de mesurer les bruits de lecture et d'échantillonnage propres à son électronique de lecture.

### 3.1) Le détecteur CCD d'ÉMILIE

Les CCD sont couramment employés en astronomie. Ce sont des dispositifs à transfert de charges constitués d'une matrice de détecteurs photosensibles, les pixels, qui accumulent des charges électriques, les électrons, en quantité proportionnelle à la lumière qu'ils reçoivent.

Le signal est créé dans un pixel comme une fonction linéaire de la lumière reçue, à laquelle s'ajoute un signal d'origine thermique et un signal de précharge. L'image lue en sortie du CCD est donc la combinaison de trois images : le signal formé dans un pixel de ligne  $i$  et de colonne  $j$  du CCD, exprimé en ADU, après un temps de pose  $t$  lorsque la caméra fonctionne à la température  $T$  s'exprime

$$S(\lambda, i, j, t, T) = I(\lambda, i, j, t) \times Q_e(\lambda) \times \frac{F(i, j)}{G} + D(i, j, t, T) + B(i, j), \quad (7.13)$$

où

- $I$  est le nombre de photons intégrés pendant le temps de pose  $t$  qui éclairent le pixel de coordonnées  $(i, j)$  et qui, pour le spectromètre, dépend de la longueur d'onde ;
- $Q_e$  est le rendement quantique du CCD, c'est-à-dire le rapport du nombre d'électrons piégés dans un pixel au nombre de photons incidents de longueur d'onde fixée ;
- $F$  est la fonction de plage de lumière uniforme (ou *flat field*) qui traduit la variation de sensibilité relative du CCD pixel à pixel (elle peut aussi dépendre un peu de  $\lambda$ ) ;
- $G$  est le gain de lecture, le nombre d'électrons nécessaires pour former 1 ADU ;
- $D$  est le signal généré par le courant d'obscurité (ou *dark*), d'origine thermique, et intégré pendant le temps  $t$  lorsque la caméra fonctionne à la température  $T$  ;
- $B$  est l'offset de précharge (ou *bias*), indispensable pour la lecture du CCD pour des raisons techniques, constant pour chaque pixel et dans le temps (nous verrons jusqu'à quel point pour la caméra d'ÉMILIE).

La caméra du spectromètre ÉMILIE est une caméra noir et blanc PHOTOMETRICS associée à un contrôleur PRINCETON. Elle est équipée d'un détecteur CCD TEKTRONIX monochrome de  $1024 \times 1024$  pixels carrés de  $24 \mu\text{m}$ . Le CCD ne comporte pas de

<sup>12</sup>Le rapport du nombre d'électrons piégés par ADU dans les pixels.

registre de stockage préalable à la lecture, à la différence du capteur UV de *Spicam-Light*, puisqu'il n'est pas indispensable en astronomie ; l'obturation est réalisée par un obturateur mécanique extérieur. Le CCD est refroidi par un triple étage Peltier qui abaisse sa température de fonctionnement à moins de  $-45^{\circ}\text{C}$  pour réduire le courant d'obscurité. L'échantillonnage du signal se fait sur 16 bits et couvre une dynamique de 65636 ADU par pixel.

La caméra possède deux gains de lecture appelés « gain 1 » et « gain 2 ». Le gain 1 est utilisé pour les sources brillantes comme la lampe au xénon en lumière directe, à travers le Fabry-Pérot ou la cuve à iode, ainsi que la lampe au thorium ou les étoiles jusqu'à la magnitude +4.5. Le temps de lecture de ce mode est rapide, d'environ 5 secondes. Le gain 2 est près de quatre fois plus sensible que le gain 1. Il est utilisé pour les sources faibles et pour les étoiles à partir de la magnitude +4.5. Le temps de lecture est en revanche plus long, d'environ 13 secondes, mais le bruit de lecture est plus faible.

La société PHOTOMETRICS ne garantit pas le fonctionnement sous vide de cette caméra. Nous l'avons pourtant installée à l'intérieur de la cuve à vide pour qu'elle soit sur le banc optique du spectrographe. Cette solution simplifie beaucoup la conception du spectromètre et évite d'employer une fenêtre optique supplémentaire entre le vide de la cuve et l'air ambiant qui provoquerait une perte de lumière supplémentaire. Le fonctionnement de la caméra s'est avéré possible sous vide à la suite de quelques essais.

### 3.2) Le signal d'offset : $B(i, j)$

L'offset est le signal de la caméra en l'absence totale de lumière et pour un temps de pose nul. L'image enregistrée lorsque le temps de pose est réduit à zéro n'est pas noire mais d'un gris presque uniforme. Cette image est imprimée sur toutes les images acquises avec la caméra. Elle doit donc être connue et retranchée de toutes les poses enregistrées. On la mesure facilement en lisant le CCD immédiatement après l'avoir vidé de ses électrons : l'image brute ainsi obtenue n'est pas exposée à la lumière et reste dépourvue du signal thermique, puisque ce dernier est proportionnel au temps de pose. Pour ÉMILIE, l'image d'offset est spatialement bien uniforme (fig. 7.4).

Au cours de l'été 2002, nous avons remplacé la caméra du spectromètre par une autre de même modèle mais cette fois équipée d'un CCD *back-side* aminci pour augmenter le rendement du spectromètre dans le bleu. Les premiers essais fonctionnels sous vide de la nouvelle caméra (J. Schmitt) nous ont alors révélé une variation importante du niveau d'offset au cours du temps. Cette variation dépassait une centaine d'ADU en quelques dizaines de secondes. Son origine fut vite trouvée. Elle provenait de l'échauffement de quelques composants électroniques à l'arrière de la caméra qui sont normalement refroidis par l'air ambiant. Dans le vide, ces composants s'échauffent quand la caméra reste en attente et ne refroidissent qu'au moment de la lecture du CCD. La température de ces composants agit malheureusement directement sur le niveau du signal d'offset. Plus la lecture du CCD est fréquente, moins les composants s'échauffent et plus le niveau d'offset diminue. Nous avons donc ajouté (J. Schmitt) un pont thermique entre les composants concernés et la tête de caméra qui est régulée en température par une circulation d'eau thermostatée. Le signal d'offset s'est depuis grandement stabilisé et ne varie à présent que de quelques ADU en cours de nuit. L'off-

set de la nouvelle caméra d'ÉMILIE est donc instable, mais le niveau de variation atteint sur le court terme est à présent raisonnable.

L'étude présentée ici dresse une analyse fine des images d'offset. Cette analyse intervient après l'installation des ponts thermiques entre les composants et la tête de caméra.

### Analyse fine des images d'offset

L'étude porte sur 6 images d'offset enregistrées au gain 1 et 6 autres au gain 2. Les enregistrements sont espacés de 120 secondes et enchevêtrés de poses éclairées par une lampe à incandescence raccordée à une alimentation stabilisée (ces dernières sont destinées à une autre étude, la mesure fine du gain de la caméra). Pour ces dernières, la pose débute de façon à ce que la lecture du CCD se fasse toujours « à mi-temps », soit 60 secondes de part et d'autre des enregistrements des poses d'offset. De cette façon, la période entre deux lectures du CCD reste toujours égale à 60 secondes. Ce régime de lecture régulier du CCD limite la dérive thermique des composants électroniques de la tête de caméra. On ne s'intéresse bien évidemment pour le moment qu'aux images d'offset.

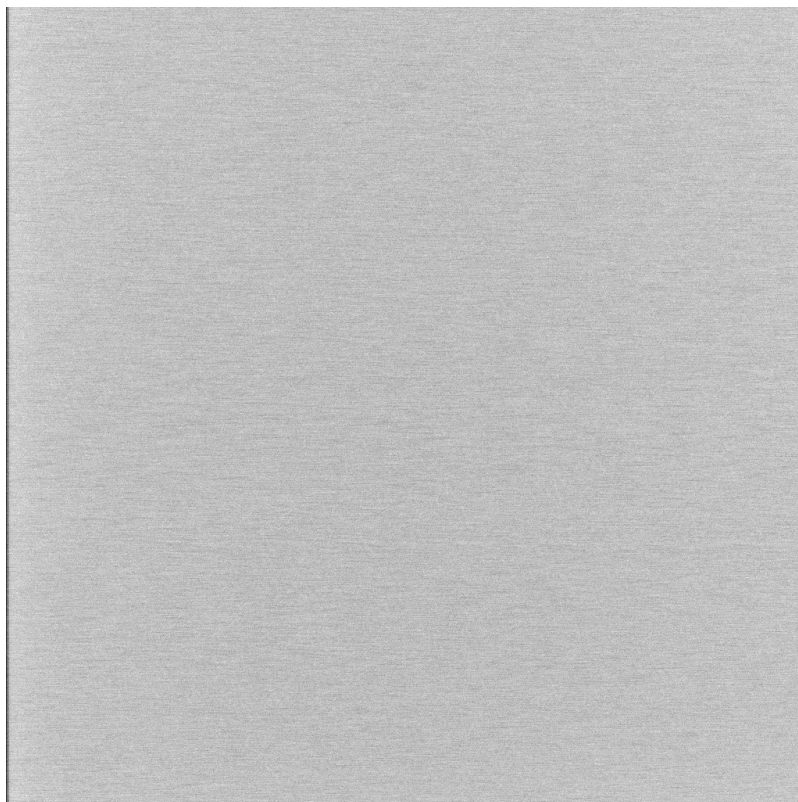
Le niveau moyen de l'offset est de 500 ADU ( $\pm 3$  ADU RMS) au gain 1 et de 965 ADU ( $\pm 7$  ADU RMS) au gain 2. Les images d'offset sont très uniformes, ce qui témoigne de la très bonne qualité de la caméra (fig. 7.4).

**Analyse des colonnes.** La figure 7.5 met en évidence la présence d'un défaut sur les premières colonnes de la caméra : les 3 premières colonnes (n° 0 à n° 2) des images d'offset au gain 1 et la première colonne des images d'offset au gain 2 présentent un signal inférieur d'environ 35 ADU au niveau d'offset moyen. Toutes les poses du même gain présentent cette caractéristique. Celle-ci doit donc disparaître des images brutes lorsqu'on leur soustrait l'image d'offset, mais par précaution ces colonnes sont considérées comme défectueuses et sont systématiquement retirées des traitements.

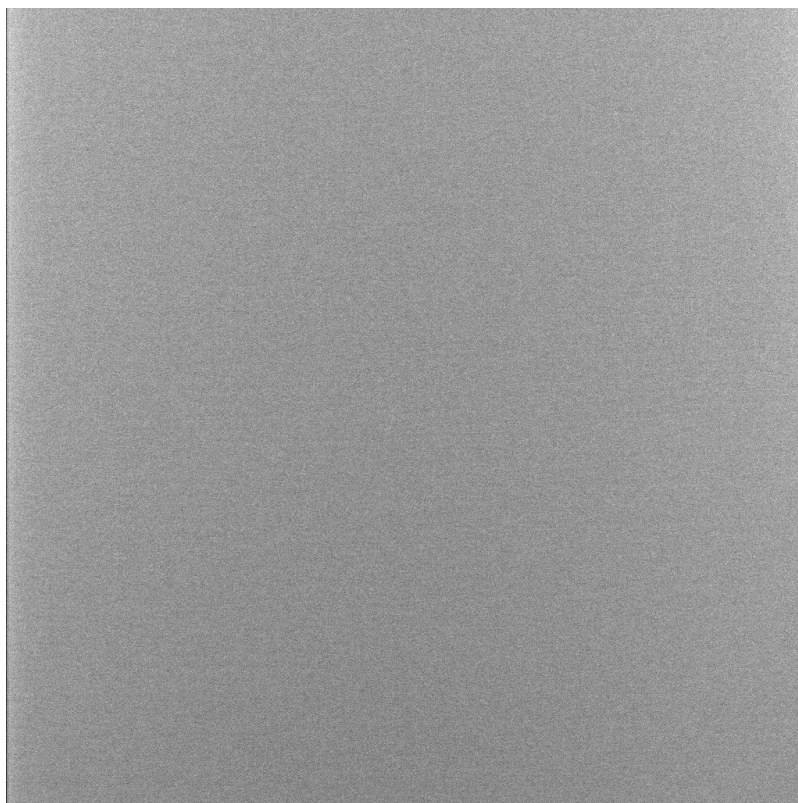
On remarque sur la figure 7.6 que si le signal est uniforme le long des colonnes au gain 1, il présente une faible pente au gain 2 : il augmente d'environ 20 ADU des premières lignes (n° 0) aux dernières (n° 1023). Cette caractéristique se maintient sur toutes les poses d'offset. Elle disparaît donc des images brutes lorsque l'image d'offset leur est retirée.

**Analyse des lignes.** Nous observons de petites modulations le long des lignes des images d'offset, d'une quinzaine d'ADU, pseudo-périodiques d'environ 150 pixels et dont la structure n'est pas fixe par rapport aux pixels d'une pose à l'autre (fig. 7.7). Comme la lecture du CCD intervient justement ligne par ligne, ces modulations doivent correspondre à de petites fluctuations de la tension de référence en cours de lecture. Elles représentent la source prépondérante du bruit de lecture.

**Analyse des pixels.** Presque toutes les images d'offset présentent un petit nombre de pixels aberrants. Le signal de ces pixels est beaucoup plus élevé que partout ailleurs. Ces pixels sont peu nombreux, d'aucun à cinq par pose environ. Ils apparaissent quel-



(a) offset au gain 1



(b) offset au gain 2

FIG. 7.4 – Images d'offset de la caméra du spectrographe ÉMILIE.

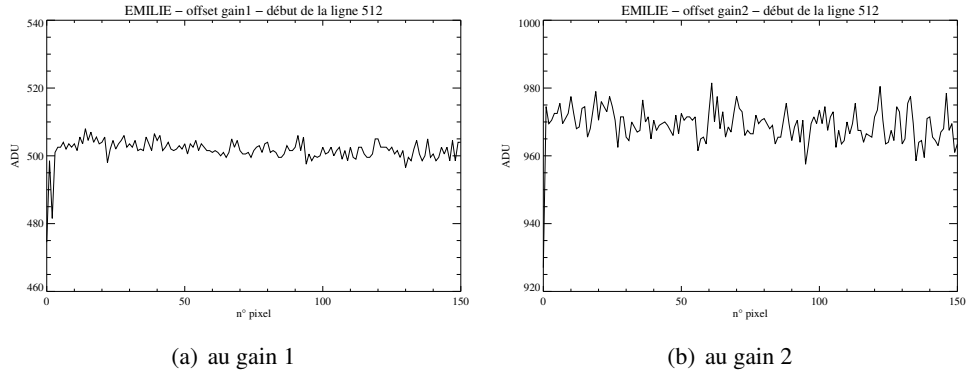


FIG. 7.5 – Début d’une coupe d’une image d’offset du spectromètre ÉMILIE le long d’une ligne, à gauche au gain 1, à droite au gain 2. Nous observons la baisse de signal sur les premières colonnes.

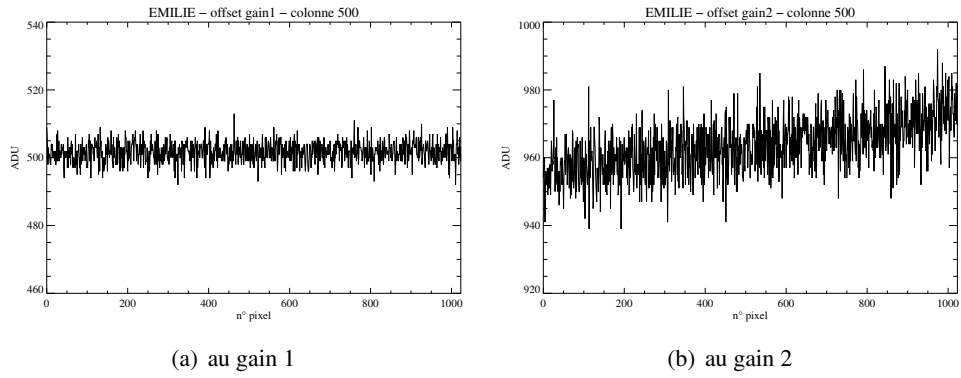


FIG. 7.6 – Coupe d’une image d’offset d’ÉMILIE le long d’une colonne, à gauche au gain 1, à droite au gain 2. Le signal est uniforme au gain 1, présente une pente au gain 2.

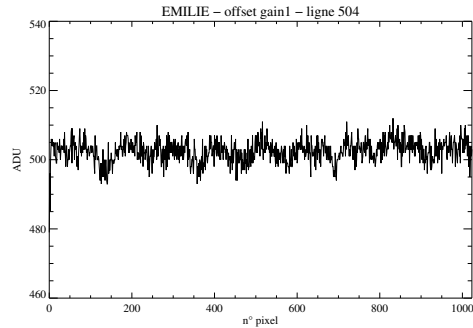


FIG. 7.7 – Coupe d’une image d’offset d’ÉMILIE le long d’une ligne, au gain 1. La position des pseudo-oscillations n’est pas identique d’une pose à une autre.

quefois par paires ; une des poses d'offset<sup>13</sup> contient un peigne surprenant de 8 de tels pixels (fig. 7.8). L'emplacement de ces pixels n'est lié ni aux lignes ni aux colonnes. Ils apparaissent furtivement sur une pose sans réapparaître ensuite aux mêmes endroits. Il ne s'agit pas de rayons cosmiques puisque ces derniers s'étalent sur au moins 4 pixels et font régulièrement apparaître une petite traînée. Il s'agit vraisemblablement de parasites électroniques qui s'introduisent par le câble de caméra, malgré son blindage, entre la cuve à vide et le contrôleur.

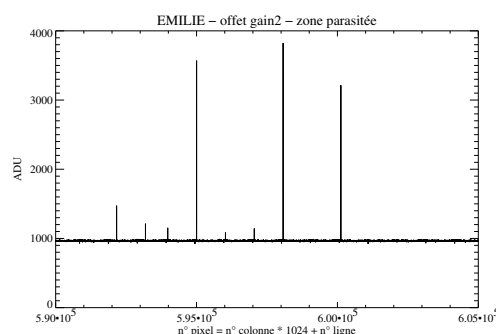


FIG. 7.8 – Parasites électroniques introduits dans une image d'offset, ici au gain 2.

**Analyse temporelle à court terme.** Le niveau des offsets varie encore légèrement d'une pose à l'autre malgré l'ajout des ponts thermiques pour réduire cette variation. Le signal s'affaiblit au fur et à mesure des lectures successives du CCD, ceci d'autant plus vite que les intervalles de temps entre les lectures sont courts. La figure 7.9 montre l'évolution de l'offset au cours de cinq poses espacées deux à deux de trente secondes. Le signal correspond à la valeur d'ADU moyenne des images. L'offset baisse de près d'1 ADU à chaque pose au gain 1, et d'un peu moins de 2 ADU au gain 2. Lorsque l'expérience est prolongée, nous constatons une convergence progressive du signal d'offset vers une valeur correspondant vraisemblablement à la température stationnaire de fonctionnement atteinte par l'électronique de la tête de caméra. L'offset retrouve sa valeur d'origine quelques minutes après l'arrêt des lectures du CCD, et donc une fois que l'électronique de lecture a retrouvé sa température.

Cette petite dérive résiduelle de l'offset n'est pas importante pour le fonctionnement d'ÉMILIE. Au cours des campagnes d'observation, les poses s'enchaînent régulièrement sur l'étoile et le Fabry-Pérot. Si les poses sur le Fabry-Pérot durent quelques secondes, les poses sur l'étoile durent quelques minutes (30 secondes seulement pour *Procyon*, de magnitude 0.3, l'étoile observée la plus brillante), ce qui est suffisamment long pour que l'électronique de la caméra conserve la même température de fonctionnement. Lors des poses sur étoiles, la lecture du CCD s'effectue donc toujours une fois que l'électronique de lecture a retrouvé sa température au repos. L'offset ne subit donc pas de baisse de signal. En revanche, lors des poses sur le Fabry-Pérot pour lesquelles la lecture du CCD suit de quelques secondes celle des poses sur l'étoile, l'offset subit une baisse de signal de quelques ADU. Cette erreur est en réalité très peu significative puisque le signal du Fabry-Pérot se compte en  $10^5$  ADU en moyenne par pixel.

<sup>13</sup>La pose \\Emilie\Autre\2002 08 27\offset5 gain2.fit.

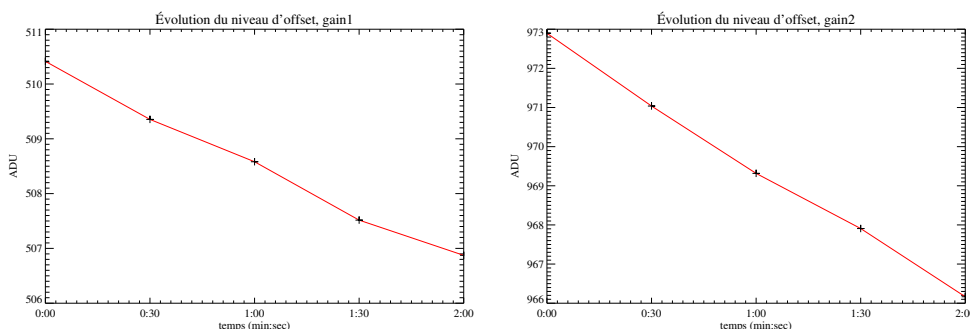


FIG. 7.9 – Évolution temporelle du niveau de l'offset lors de poses successives et rapprochées.

### Les images d'offset système

Pendant les observations, le traitement informatique d'ÉMILIE soustrait automatiquement une image d'offset des images brutes. Il retire une image pré-enregistrée de l'offset, pixel à pixel, appelée « image d'offset système ». Il y a deux images d'offset système, une pour chaque gain, puisque les offsets aux deux gains ne sont pas identiques. Il ne s'agit pas de simples images brutes mais d'images construites à la demande de l'utilisateur par un programme spécifique. Nous pouvons ainsi les actualiser à tout moment. Elles le sont systématiquement au début de chaque campagne d'observation. Ce programme effectue :

- un enregistrement de 5 poses d'offset au gain 1, à 30 secondes d'intervalle, puis de 5 poses d'offset au gain 2, toujours à 30 secondes d'intervalle ;
- un filtre médian pixel à pixel entre les cinq images de même gain ;
- la sauvegarde des deux images au format FITS dans l'arborescence du serveur d'ÉMILIE dans le dossier \\Emilie\Fichiers système\ sous les noms d'offset1.fit et d'offset2.fit.

Les valeurs en ADU sont conservés sous la forme d'entiers non signés à simple précision. Les images ainsi créées mesurent 2 Mo. Le fichier `offset1.fit` contient l'offset système au gain 1, le fichier `offset2.fit` l'offset système au gain 2. Le filtre médian pixel à pixel sur cinq poses permet de réduire le bruit de lecture des images finales. Ce filtre est moins performant qu'un filtre par la moyenne mais il présente l'avantage de supprimer toute trace des rayons cosmiques, présentes parfois même dans les images d'offset.

Par défaut, les anciennes images des offsets système ne sont pas sauvegardées. Le programme les remplace simplement par les nouvelles. Leur sauvegarde doit donc se faire manuellement avant la création des nouvelles images. Il est malheureusement déjà arrivé que cette étape soit oubliée. Nous prévoyons d'automatiser cette sauvegarde à l'avenir (J. Schmitt, automne 2004).

**Analyse temporelle à long terme.** La sauvegarde des offsets système au début de chaque campagne d'observation nous permet d'étudier l'évolution du signal d'offset à plus long terme, sur quelques mois. Les figures 7.10 et 7.11 présentent l'histogramme des offsets système – en nombre de pixels par ADU – des principales campagnes d'ob-



servation des mois d'août 2001 à septembre 2002. Nous constatons que le niveau moyen de l'offset, défini par la position centrale du pic, n'est pas égal d'une campagne à la suivante. De plus, les niveaux du signal aux deux gains suivent une évolution parallèle : à une baisse de signal de l'offset au gain 1 correspond une baisse de signal de l'offset au gain 2 et inversement. Il est aujourd'hui acquis qu'il s'agit d'une variation résiduelle de la tension de référence utilisée pour la lecture du CCD.

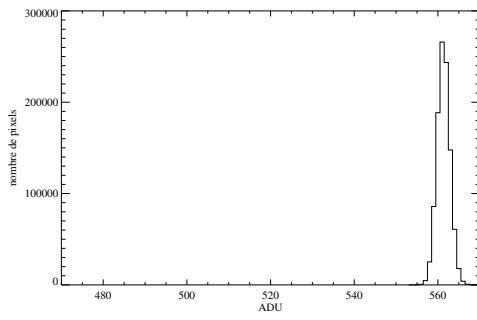
L'ajout des ponts thermiques a donc stabilisé l'offset sur la durée des campagnes d'observation mais pas d'une campagne à la suivante. Au début de chaque nouvelle campagne, l'offset montre une nouvelle valeur. Nous avons constaté que le phénomène se stabilise peu à peu au cours de l'année 2003. Il est corrélé au changement de la température de fonctionnement de la caméra. Nous avons en effet diminué son refroidissement suite à l'apparition de givre sur la fenêtre du CCD (au cours de certaines campagnes, il était impossible de descendre la température de la caméra à sa température normale de fonctionnement, soit  $-50^{\circ}\text{C}$ , sans faire apparaître de givre sur sa fenêtre avant). Le pompage de la cuve à vide est déjà à son maximum d'efficacité, et la solution retenue pour faire disparaître le givre consiste chaque fois à rehausser la caméra de quelques degrés. D'où un petit échauffement de l'électronique de lecture située sur la tête de caméra, et la variation de la tension de référence servant à la lecture du CCD puisque celle-ci reste un peu sensible à la température.

Dès lors, plus nous refroidissons le CCD, plus nous diminuons le courant d'obscurité, mais en deçà d'une température comprise entre  $-45$  et  $-48^{\circ}\text{C}$ , la fenêtre de caméra givre. Cette température critique change à chaque campagne de quelques degrés en fonction de la contamination de la cuve en vapeur d'eau et de la pression interne de la cuve à vide. Retrouver une température de fonctionnement correcte de la tête de caméra est devenu une opération délicate qui demande la patience de plusieurs heures le premier soir de campagne. Le givre se forme très lentement sur la fenêtre, mais progressivement et suffisamment pour qu'il finisse par gêner les observations avant la fin de nuit. Aussi, nous réchauffons le CCD la journée et retardons au maximum le moment de sa mise en froid en début de soirée.

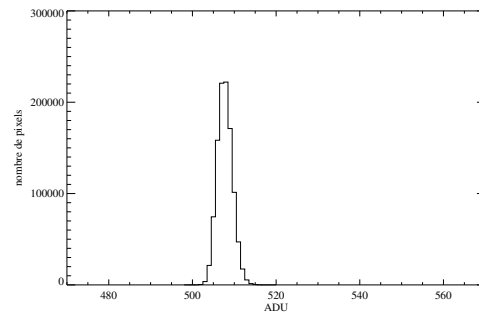
Les offsets système étaient jusqu'à présent toujours construits en soirée, environ une heure après la mise en froid du CCD. La caméra n'avait alors de toute évidence pas acquis une température de fonctionnement stable. Le nouveau spectromètre ÉMILIE MARK II en cours d'intégration ne devrait plus rencontrer ce problème.

Le post-traitement optimisé qui sera présenté au §7 utilisera soit ces mêmes images d'offset, soit de nouvelles obtenues par un traitement plus complet après un enregistrement manuel préalable en cours de mission de  $n$  poses d'offset au gain 1 et de  $n$  poses d'offset au gain 2. Ce traitement effectue :

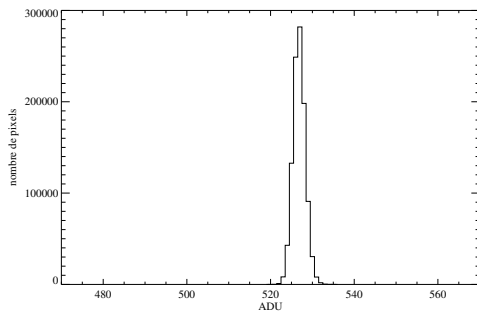
- un calcul de la valeur d'ADU médiane de chaque pose parmi tous les pixels de l'image ;
- la normalisation de toutes les poses à la même valeur d'ADU médiane. La normalisation consiste non pas à une transformation proportionnelle mais à l'ajout ou le retrait d'une valeur constante sur tous les pixels, autrement dit à un décalage du niveau de l'offset ;
- un filtre médian pixel à pixel parmi les  $n$  images (comme dans le cas du traitement précédemment) ;
- la sauvegarde de l'image médiane au format FITS dans l'arborescence du serveur d'ÉMILIE en `\\Emilie\Fichiers_systeme\` sous les noms d'offset1.



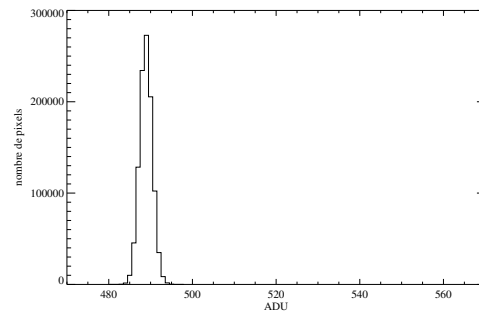
(a) août 2001



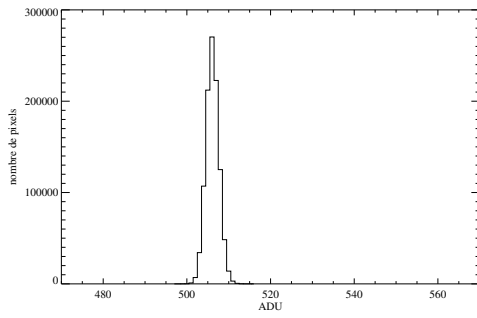
(b) octobre 2001



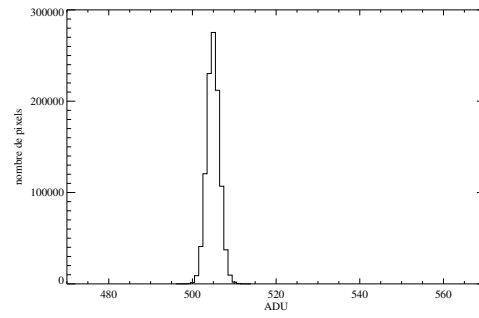
(c) janvier 2002



(d) avril 2002



(e) août 2002



(f) novembre 2002

FIG. 7.10 – Histogramme des poses d'offset système au gain 1 à plusieurs mois d'intervalle. Nous observons la variation du signal d'offset moyen, directement liée à la variation de la tension de référence pour la lecture du CCD.

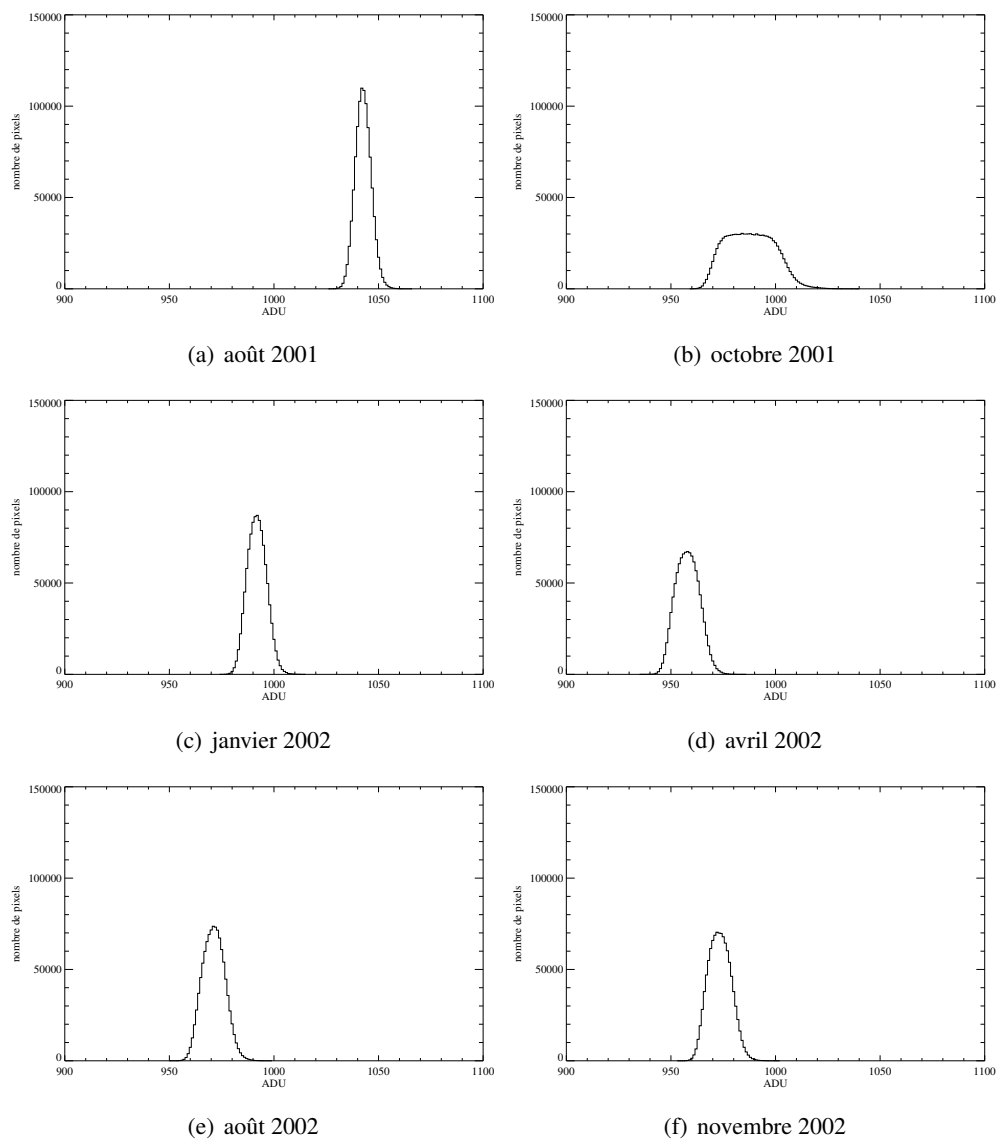


FIG. 7.11 – Comme la figure 7.10, au gain 2. En octobre 2001, le signal d’offset semble s’être anormalement décalé au cours de l’enregistrement des 5 poses d’offset qui ont servies à la construction de l’offset système. Le phénomène se devine également pour les quatre campagnes suivantes

`fit` et `d'offset2.fit`.

On s'affranchit ainsi des dérives éventuelles du niveau des 5 poses d'offset avant d'appliquer le filtre médian. Les valeurs en ADU dans ces images sont conservés sous la forme de réels à double précision. Les images ainsi créées mesurent 8 Mo. Les fichiers portent un nom identique à ceux issus de la première méthode pour les besoins des traitements automatiques, mais ils sont facilement reconnaissable à leur taille différente. L'information est également portée dans leur entête FITS.

### 3.3) Le courant d'obscurité : $D(i, j, t, T)$

Les pixels du CCD sont formés de jonctions semi-conductrices. Le courant d'obscurité est un courant de fuite dans ces jonctions qui résulte d'imperfections ou d'impuretés dans le substrat de silicium qui compose toute la matrice CCD. Ces sites introduisent des états électroniques dans la bande interdite de la jonction et permettent aux électrons les plus *chauds* d'accéder plus facilement à la bande de conduction depuis la bande de valence. Le courant qui en résulte augmente le signal collecté par les pixels, même en l'absence de toute lumière.

L'effet, de nature thermique, double tous les 6°C environ. La charge cumulée augmente linéairement dans le temps et mène à la saturation en quelques dizaines de secondes à la température ambiante. Refroidir la caméra ralentit considérablement le phénomène. À -48°C<sup>14</sup>, le signal du courant d'obscurité augmente en valeur moyenne d'environ 7 ADU/min au gain 1, et d'environ 30 ADU/min au gain 2.

Une image du courant d'obscurité est illustrée sur la figure 7.12. Sur cette image, le temps de pose est de 60 secondes. L'image d'offset a été retirée. Le signal dans les pixels est compris entre 0 et 1470 ADU autour d'une valeur moyenne de 18,7 ADU  $\pm$  7,14 ADU RMS. Quelques centaines de pixels sont très sensibles au phénomène (les points blancs). Le courant de fuite dans ces pixels est plus important, aussi les appelle-t-on les pixels *chauds*, mais la raison est davantage liée aux impuretés et aux imperfections du substrat de la matrice qu'à une différence de température. Par précaution, ces pixels sont supprimés des traitements lors du calcul des vitesses radiales<sup>15</sup>.

Les imperfections dans le substrat du silicium sont à l'origine d'un autre phénomène, celui de rémanence. Les impuretés du matériau emmagasinent des électrons libres générés au cours d'un grand éclaircissement et ne les libèrent que progressivement lorsque l'éclaircissement devient moins important. La durée de l'effet varie avec la température : les électrons *chauds* ont plus de facilité à sortir de ces réservoirs que les électrons *froids*. Aussi, à température ambiante, les électrons s'échappent très facilement de leur piège et l'effet est insignifiant. À l'inverse, à très basse température, les électrons n'ont pas d'assez d'énergie pour s'échapper et les pièges demeurent en permanence saturés. Lorsque la température du CCD se trouve entre ces deux modes, un phénomène de rémanence apparaît. La température de fonctionnement de la caméra lors des campagnes d'observation appartient à ce dernier cas. La condition est donc défavorable. Mais il est impossible de baisser davantage la température du CCD sans faire apparaître du givre sur sa fenêtre avant, et la rehausser accélère la remontée du

<sup>14</sup>Il s'agit de la température de fonctionnement du CCD lors des campagnes d'observations. Elle n'est toutefois connue qu'à quelques degrés près.

<sup>15</sup>Les pixels chauds sont détectés lors de l'extraction spectrale.

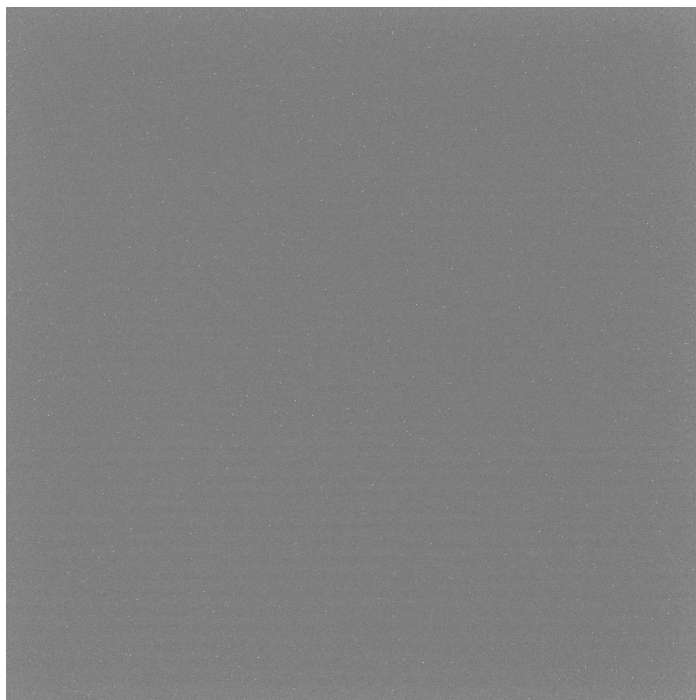


FIG. 7.12 – Image du courant d'obscurité au gain 2.

courant d'obscurité. La rémanence du CCD est donc incontournable sous la température de fonctionnement actuelle. Le nouveau spectromètre ÉMILIE MARK II, en cours d'intégration, permettra une température de fonctionnement plus basse pour le CCD et ne devra plus souffrir de cet effet.

### 3.4) La plage de lumière uniforme : $F(i, j)$

La plage de lumière uniforme est l'image d'une source étendue uniforme. Elle est en général obtenue grâce au ciel diurne ou un écran blanc. L'image, obtenue lorsque le CCD est éclairé uniformément, traduit les variations de sensibilité relative pixels à pixels, autrement dit la réponse inégale de chaque pixel. Le pixel  $(i, j)$  réagit ainsi à une intensité  $I(i, j)$  de la quantité  $I(i, j) \times F(i, j)$  par rapport à ce qu'il ferait si sa sensibilité était égale à la sensibilité moyenne de tous les pixels.

Nous ne disposons pas d'image de la plage de lumière uniforme de la caméra d'ÉMILIE. Elle n'a pas été enregistrée avant son intégration dans le spectromètre et il est maintenant impossible de le faire : la caméra ne peut être démontée de son support sans perdre toutes les références des observations antérieures et elle n'enregistre à présent que l'image d'un spectre échelle. Les spectres que nous enregistrons ne sont donc jamais corrigés de cet écart de sensibilité pixel à pixel, mais nous considérons que l'effet est négligeable, pour deux raisons. La première, parce que la largeur des ordres spectraux du spectre échelle s'étalent sur le CCD sur une quinzaine de pixels suivant la hauteur. Le programme d'extraction du spectre intègre l'information de ces quinze pixels et atténue ainsi sensiblement les écarts de sensibilité de chaque pixel. La seconde, parce que le système AAA repositionne toujours les spectres sur les mêmes

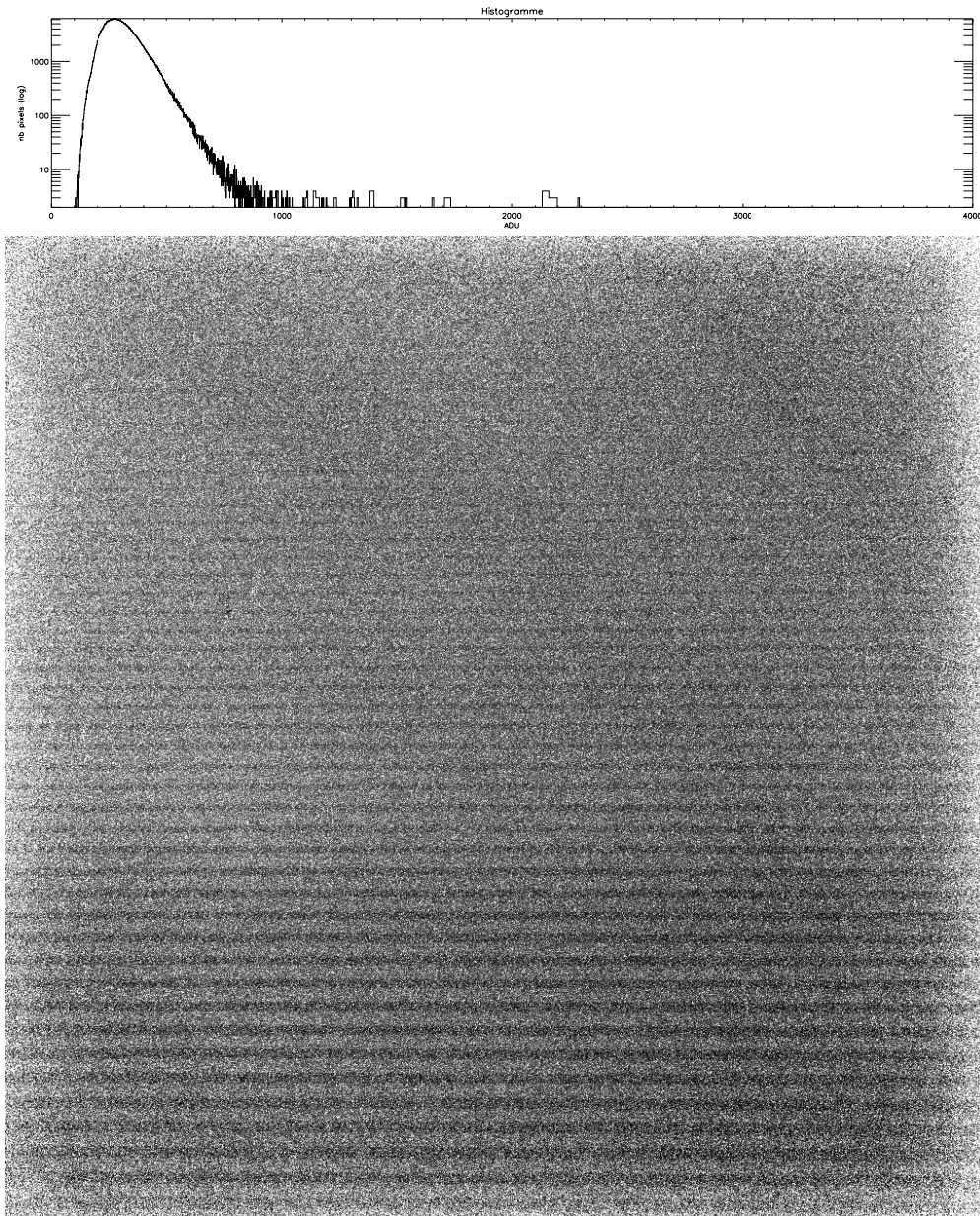


FIG. 7.13 – Image du courant d’obscurité au gain 2 en fin de nuit. Les ordres réseau apparaissent de manière fantôme par rémanence. Temps d’intégration : 5 minutes ; signal : de 123 (min) à 25370 ADU (max) ; valeur moyenne : 306 ADU  $\pm$  152 ADU RMS ; population maximale : 182 ADU ; dynamique d’affichage : de 150 à 450 ADU.

pixels du CCD, au millième de pixel près, de sorte qu'une variation de sensibilité d'un pixel se retrouve toujours située au même endroit sur le spectre, et ne change en rien son profil malgré le décalage spectral dû à l'effet Doppler-Fizeau. En d'autres termes, le profil du spectre est un petit peu déformé par rapport au profil réel mais la déformation reste permanente.

Je suggère tout de même fortement de profiter de la grande intervention actuelle sur le spectromètre pour enregistrer quelques images de la plage de lumière uniforme de la caméra, avant de la remonter sur le banc optique du spectromètre. Corriger la sensibilité relative des pixels ne peut qu'améliorer la qualité des mesures.

### 3.5) Le rendement quantique du CCD : $Q_e(\lambda)$

Le rendement quantique du CCD est le taux de conversion entre les photons incidents et les électrons formés dans les pixels. Ce rendement varie avec la longueur d'onde, comme le montre la figure 7.14. Les CCD *thinned*, *back-illuminated*, fins et éclairés par l'arrière, sont beaucoup plus sensibles que leur version *thick*, *front-illuminated*, épais et éclairés par l'avant. Le gain est particulièrement important dans le bleu en deçà de 450 nm. En août 2002, nous avons remplacé l'ancienne caméra d'ÉMILIE équipée d'un CCD *front-side illuminated* par une nouvelle de même modèle mais équipée d'un CCD *back-side illuminated*.

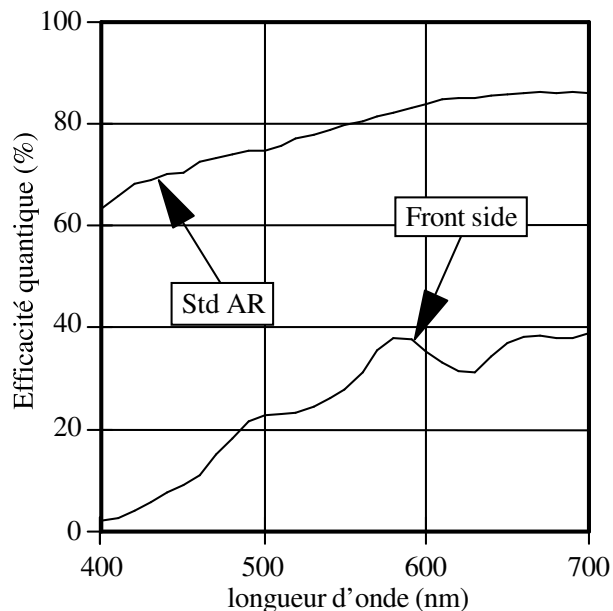


FIG. 7.14 – Rendement quantique du CCD Tektronix tk1024, d'après son constructeur.

### 3.6) Les images spectrales brutes

Le CCD d'ÉMILIE est éclairé par 50 ordres du spectre échelle. Sur les images enregistrées, les longueurs d'ondes vont croissantes de bas en haut et de droite à gauche ; le domaine bleu se trouve au bas de l'image, le domaine rouge dans sa partie haute. Une image brute est présentée pour exemple figure 7.15. Elle correspond au spectre de la lampe source au xénon.

Les ordres spectraux s'étalent sur 15 pixels en hauteur. Le découpeur d'images au niveau de la fente d'entrée les dédouble en trois bandes parallèles, formant un profil vertical d'illumination caractéristique. Les ordres sont clairement séparés dans la partie bleue du spectre mais ils se resserrent progressivement au fur et à mesure que la longueur d'onde croît, pour finalement se chevaucher partiellement dans la partie

haute de l'image, coté rouge. Ce chevauchement compliquera quelque peu la procédure d'extraction.

L'image présente un vignetage dans les quatre angles et sur les bord du CCD qui est due à la taille trop petite de la fenêtre avant de la caméra. Son constructeur l'a en effet dimensionnée au plus strict minimum, puisque le diamètre de la fenêtre équivaut à la diagonale du CCD. Dans les angles, et sur les bords, une partie des rayons optiques non parallèles à l'axe optique sont perdus et il s'ensuit une perte de lumière dans ces zones.

Les ordres spectraux ne sont ni parallèles aux lignes du CCD, ni rectilignes. Les ordres bleus situés en bas de l'image *montent* de droite à gauche, tandis qu'ils *descendent* de droite à gauche en haut de l'image.

L'éclairement des ordres bleus reste généralement beaucoup plus faible que celui des ordres rouges. Le rendement quantique du CCD, maximal autour de 700 nm, et la température de la source, rarement supérieure à 8000 °, en constituent les deux raisons principales.

Les images à longues poses sont polluées par de nombreuses traces de rayons cosmiques. On en dénombre environ 3 par minute et par centimètre carré. Les traces peuvent être compactes et s'étaler sur moins de 10 pixels, ou plus rarement apparaître sous forme de longues traînées (cela dépend de l'incidence de la particule sur le plan du CCD). Lorsque le signal formé par l'impact d'un rayon cosmique est très élevé (supérieure à 10 000 ADU), il peut réapparaître de manière fantôme sur les images suivantes par rémanence.

### 3.7) Le gain de la chaîne de lecture : $G$

Le gain  $G$  de la chaîne de lecture correspond au nombre d'électrons nécessaires pour créer un pas de numérisation, c'est-à-dire 1 ADU (*Analog to Digital Unit*). Il englobe la sensibilité de l'étage de sortie du CCD, en V/e-, le gain de la chaîne analogique, en V/V et la fonction de transfert du convertisseur analogique-numérique, en ADU/V. La mesure du gain peut se faire très simplement par la méthode dite de *transfert de photons* proposée par Janesick *et al.* [21] : par définition, il répond à l'équation

$$S_{\text{ADU}} = G^{-1} \times S_e \quad (7.14)$$

où  $S_e$  est le nombre d'électrons piégés dans un pixel et  $S_{\text{ADU}}$  le signal en ADU lu dans le pixel (offset soustrait). Comme les électrons piégés dans les pixels proviennent de l'absorption d'un photon, le bruit d'électron dans les pixels est de même nature que le bruit de photons qui les éclaire. Comme ce dernier est poissonnien, le bruit d'électron s'exprime par la relation

$$\sigma_e = \sqrt{S_e}. \quad (7.15)$$

En négligeant toute autre source de bruit, en particulier le bruit de lecture introduit par l'électronique, la variance du signal en ADU dans les pixels s'exprime

$$\sigma_{\text{ADU}}^2 = G^{-2} \times \sigma_e^2, \quad (7.16)$$

et d'après la relation précédente,

$$\sigma_{\text{ADU}}^2 = G^{-2} \times S_e \quad (7.17)$$

$$= G^{-1} \times S_{\text{ADU}}. \quad (7.18)$$





FIG. 7.15 – Image brute du spectre de la lampe source au xénon. Temps de pose : 500 ms, gain 1. La température de l'arc électrique ne forme qu'un continuum spectral sans raie fine d'émission ou d'absorption.

D'où

$$G = \frac{S_{\text{ADU}}}{\sigma_{\text{ADU}}^2} \quad (7.19)$$

Le gain de la chaîne de lecture peut donc être déduit de simples grandeurs lues directement dans les pixels. Une méthode consiste à acquérir un grand nombre d'images éclairées par le flux d'une source de lumière stable et contenant un grand nombre d'ADU différents. La moyenne  $S_{\text{ADU}}$  et la variance  $\sigma_{\text{ADU}}^2$  du signal relevé dans chaque pixel permet de tracer le nuage  $\sigma_{\text{ADU}}^2(S_{\text{ADU}})$  et d'obtenir le gain  $G$  comme l'inverse de la pente passant au mieux de la distribution. On vérifie par la même occasion la constance de  $G$  pour tous les niveaux d'éclairement. On montre également que la valeur de la droite à l'origine correspond au bruit de lecture  $\sigma_L$  introduit par l'électronique de lecture.

Cette méthode a permis de mesurer finement la valeur des deux gains de la caméra. Celui-ci vaut 4,68 électrons par ADU au gain 1, 1,24 électrons par ADU au gain 2 (figure 7.16). On remarquera que la caméra est précisément 3,78 fois plus sensible au gain 2 qu'au gain 1.

On remarquera aussi que la caméra présente à ce niveau un petit défaut de linéarité : le gain n'est pas rigoureusement constant sur toute la dynamique mais s'affaiblit aux voisinages de 2 900 ADU au gain 1 et 11 000 ADU au gain 2, de près de 16 % dans les deux cas. Le rapport entre le centre de ces deux plages est proche de 3,8 et laisse supposer une origine commune, indépendante du mode de lecture pour l'un ou l'autre gain. Ce défaut n'est pas corrigé dans la chaîne de traitement actuelle.

### 3.8) Mesure des bruits de lecture et d'échantillonnage

#### Le bruit d'échantillonnage

Le bruit d'échantillonnage naît de la différence entre le nombre exact d'électrons piégés dans les pixels et celui, discrétisé, estimé par l'électronique de lecture. Nous allons démontrer que sa variance est proportionnelle au carré du gain de lecture, et vaut exactement  $g^2/12$ . Dans le cas d'ÉMILIE, le « gain 2 » étant près de quatre fois plus sensible que le « gain 1 », le bruit d'échantillonnage au gain 1 est quatre fois plus important qu'au gain 2 (la variance est seize fois plus importante).

Appelons

- $S_{\text{e, exact}}$ , le nombre exact d'électrons piégés dans un pixel ;
- $g$ , le gain de l'électronique de lecture, en électrons par ADU ;
- $S_{\text{ADU frac.}}$ , le signal du pixel imaginé en ADU fractionnaire que délivrerait l'électronique de lecture sans discrétisation en valeurs entières.  $S_{\text{ADU frac.}} = S_{\text{e, exact}}/g$  ;
- $S_{\text{ADU}}$ , le signal du pixel retourné par l'électronique de lecture. Il est discret, exprimé en valeurs entières d'ADU (de 0 à  $2^{16} = 65536$  ADU). Il s'exprime  $S_{\text{ADU}} = \text{partie entière}(S_{\text{ADU frac.}} + 0.5)$  ;
- $S_{\text{e, estim.}}$ , le signal du pixel lu par l'électronique de lecture reconverti en électrons. Il s'exprime  $S_{\text{e, estim.}} = g \times S_{\text{ADU}}$ .

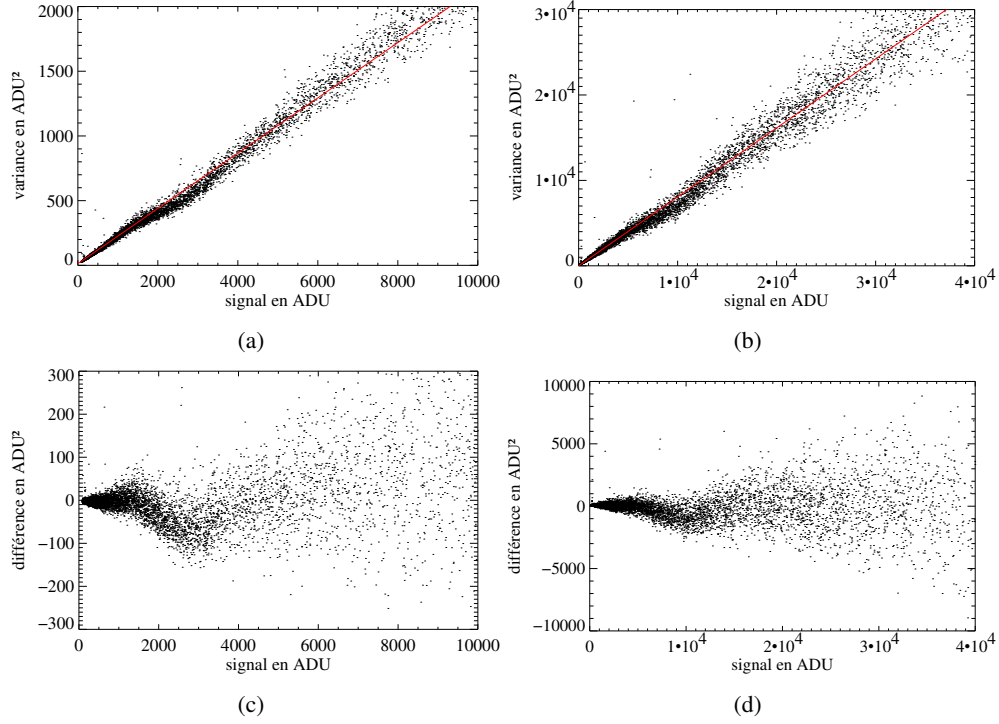


FIG. 7.16 – Mesure du gain de la caméra. (a) : variance du signal sur 9 poses en fonction du signal en ADU, au gain 1. La pente de la droite rouge vaut 1/4,6844. (b) : variance du signal sur 9 poses en fonction du signal en ADU, au gain 2. La pente de la droite rouge vaut 1/1,2382. (c) et (d) : résidu aux gains 1, puis 2.

La variance du bruit d'échantillonnage s'exprime alors par la quantité

$$\sigma_{\mathcal{E}}^2 = \frac{1}{n-1} \sum_n (S_{e, \text{estim.}} - S_{e, \text{exact}})^2 \quad (7.20)$$

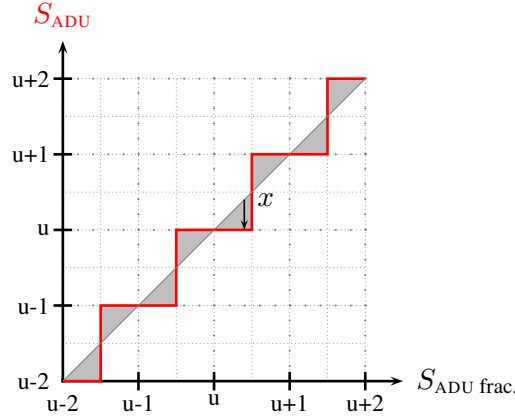
$$= \frac{1}{n-1} \sum_n (g \times S_{\text{ADU}} - g \times S_{\text{ADU frac.}})^2 \quad (7.21)$$

$$= \frac{g^2}{n-1} \sum_n (S_{\text{ADU}} - S_{\text{ADU frac.}})^2, \quad (7.22)$$

où  $n$  représente le nombre de pixels de l'image. Soit  $x$  la quantité  $S_{\text{ADU}} - S_{\text{ADU frac.}}$  d'un pixel, que nous pouvons qualifier d'erreur de mesure faite par l'électronique de lecture. L'expression précédente devient

$$\sigma_{\mathcal{E}}^2 = \frac{g^2}{n-1} \sum_{i=1}^n (x_i)^2. \quad (7.23)$$

La variable  $x$  est une variable aléatoire qui, pour chaque pixel, répond à la définition illustrée par la figure suivante (« u » représente une valeur entière d'ADU, comprise entre 2 et 2<sup>16</sup>-3) :



Comme les images contiennent  $1024 \times 1024$  soit 1 048 576 pixels, le passage à la limite est tout à fait légitime. Assimilons donc la somme discrète à sa forme continue, correspondant à la variance de la surface grisée, en écrivant que

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n x_i^2 = \frac{1}{S_{\text{ADU max}}} \int_0^{S_{\text{ADU max}}} x^2 du. \quad (7.24)$$

D'où

$$\sigma_{\varepsilon}^2 = \frac{g^2}{S_{\text{ADU max}}} \int_0^{S_{\text{ADU max}}} x^2 du \quad (7.25)$$

$$= \frac{g^2}{S_{\text{ADU max}}} S_{\text{ADU max}} \left( \int_0^{\frac{1}{2}} u^2 du + \int_{\frac{1}{2}}^1 (1-u)^2 du \right) \quad (7.26)$$

$$= g^2 \left( \left[ \frac{u^3}{3} \right]_0^{\frac{1}{2}} + \left[ -\frac{(1-u)^3}{3} \right]_{\frac{1}{2}}^1 \right) \quad (7.27)$$

$$= \frac{g^2}{12} \quad (\text{en e}^{-2}). \quad (7.28)$$

La discrétisation du signal en valeur d'ADU entières introduit donc un vrai « bruit » de mesure, et ce bruit est d'autant plus fort que le gain de lecture est élevé. Ce phénomène se conçoit relativement bien : imaginons deux pixels contenant 357 et 392 électrons. Lorsque le gain vaut 10 électrons par ADU, l'électronique de lecture ne distingue que des paliers de 10 électrons dans les pixels. La valeur en ADU qu'elle fournit est donc exacte à plus ou moins 5 électrons. Dans notre cas, elle indiquerait 35 et 39 ADU, qu'il faudrait interpréter par  $355 \pm 5$  électrons et  $395 \pm 5$  électrons dans nos pixels. Une électronique de lecture présentant un gain de 100 électrons par ADU indiquerait 3 ADU pour les deux pixels, qu'il faudrait interpréter par  $350 \pm 50$  électrons pour chacun, d'où une barre d'erreur 10 fois plus grande et une variance 100 fois plus forte. Remarquons que ce bruit n'est pas gaussien mais à distribution « triangulaire ».

Pour ÉMILIE, le bruit d'échantillonnage vaut 1,35 électron au gain 1 et 0,33 électron au gain 2. Ces valeurs sont très faibles grâce aux faibles valeurs des deux gains.

### Le bruit de lecture

Le bruit de lecture correspond à l'ensemble des bruits de mesure introduits par l'électronique de lecture. Le bruit d'échantillonnage en fait donc partie, mais sa source principale provient des fluctuations de la tension de référence utilisée pour lire la charge des pixels au cours de la lecture du CCD. Nous appellerons le bruit de lecture  $\sigma_{\mathcal{L}}$ , et sa contribution sans le bruit d'échantillonnage  $R_0$ . Le bruit de lecture répond ainsi à la relation

$$\sigma_{\mathcal{L}}^2 \approx R_0^2 + \sigma_{\varepsilon}^2 \quad (7.29)$$

$$\approx R_0^2 + \frac{g^2}{12}. \quad (7.30)$$

Le bruit d'échantillonnage et le bruit de lecture ne peuvent pas être mesurés séparément. Mais nous pourrions nous assurer que le bruit résultant reste bien supérieur au bruit d'échantillonnage.

Le bruit de lecture (total) de la caméra peut être mesuré sous les deux gains par la méthode de Janesick [21] : la variance du bruit de lecture  $\sigma_{\mathcal{L}}^2$  est déterminée par la moitié de la variance de la différence de deux images d'offset. Si  $S_{\text{ADU}}(i, j)_1$  est le signal en ADU du pixel  $(i, j)$  de l'image d'offset 1, et  $S_{\text{ADU}}(i, j)_2$  le signal en ADU du même pixel  $(i, j)$  de l'image d'offset 2, alors

$$\sigma_{\mathcal{L}}^2 = \frac{1}{2} \text{Var}(S_{\text{ADU}}(i, j)_2 - S_{\text{ADU}}(i, j)_1) \quad (7.31)$$

$$= \frac{1}{2} \frac{1}{p \times q - 1} \sum_{\substack{i=0 \\ j=0}}^{i=p \\ j=q} (S_{\text{ADU}}(i, j)_2 - S_{\text{ADU}}(i, j)_1)^2. \quad (7.32)$$

La démonstration est simple. Le théorème des variances gaussiennes stipule que pour deux variables aléatoires indépendantes  $A$  et  $B$ ,

$$\text{Var}(\alpha A + \beta B) = \alpha^2 \text{Var}(A) + \beta^2 \text{Var}(B). \quad (7.33)$$

De ce fait, à partir des images d'offset pour lesquelles le signal est d'origine uniquement électronique,

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \text{Var}(S_{\text{ADU}}(i, j)_2 - S_{\text{ADU}}(i, j)_1) &= \\ \frac{1}{2} \{ \text{Var}(S_{\text{ADU}}(i, j)_2) + \text{Var}(S_{\text{ADU}}(i, j)_1) \} &= \\ = 2 \times \frac{1}{2} \text{Var}(S_{\text{ADU}}(i, j)) &= \\ = \sigma_{\mathcal{L}}^2. & \end{aligned} \quad (7.34)$$

Nous avons mesuré le bruit de lecture de la caméra à partir de 6 images d'offset réunies deux à deux en trois couples d'images : (0-1), (2-3) et (4-5). Pour chaque couple, nous avons calculé la demi-variance de leur différence dans les quatre fenêtres de 256×256 pixels entourant le centre du CCD (le quart central du CCD). Nous avons

ainsi construit 12 estimateurs du bruit de lecture, 4 par couple d'images, et avons retenue pour bruit de lecture la valeur moyenne.

La division des images en plusieurs cadrans permettait de s'assurer qu'aucune erreur grossière ne venait s'insérer dans le calcul. Les parasites électroniques, comme les rayons cosmiques, peuvent en effet changer l'estimation de manière insoupçonnée. Aussi, nous avons exclu des cadrans tout pixel dont la valeur s'écartait de la valeur moyenne de plus de trois fois la déviation standard. De plus, étant donné l'instabilité, même minime, constatée sur le niveau du signal d'offset, nous avons normalisé les cadrans deux à deux pour être tous ramenés au même niveau d'ADU, par translation. Les paragraphes suivants présentent les résultats obtenus.

### Mesures au gain 1

Voici le niveau moyen du signal relevé dans chaque cadran :

image	cadran 1	cadran 2	cadran 3	cadran 4
0	500.15	500.15	500.34	500.36
1	500.85	500.90	501.19	501.20
2	501.07	501.21	501.39	501.42
3	501.68	501.69	501.76	501.74
4	501.59	501.63	501.75	501.81
5	501.60	501.67	501.88	501.87

... et le bruit de lecture mesuré dans chaque cadran :

images	cadrans 1	cadrans 2	cadrans 3	cadrans 4
0-1	9.26	9.21	9.35	9.31
2-3	9.24	9.26	9.27	9.31
4-5	9.15	9.26	9.07	9.11

Le bruit de lecture vaut donc au gain 1

$$Ro^2 + \frac{g^2}{12} = 9,2 \text{ ADU}^2, \quad (7.35)$$

soit  $\sigma_L = 14,23$  électrons. La valeur est, sans aucune surprise, très proche de la déviation standard des valeurs de tous les pixels<sup>16</sup> d'une même image d'offset au gain 1. La gaussienne la mieux ajustée sur l'histogramme des ADU des images d'offset au gain 1 présente en effet un écart-type de 13,30 électrons (figure 7.17).

### Mesures au gain 2

Voici le niveau moyen du signal relevé dans chaque cadran :

image	cadran 1	cadran 2	cadran 3	cadran 4
0	963.62	963.80	967.81	967.83
1	962.02	962.28	966.86	966.91
2	962.44	962.65	966.91	966.93
3	962.22	962.48	966.72	966.79
4	961.74	961.96	966.23	966.23
5	961.28	961.53	965.70	965.76

<sup>16</sup>excepté ceux des premières colonnes considérées comme défectueuses

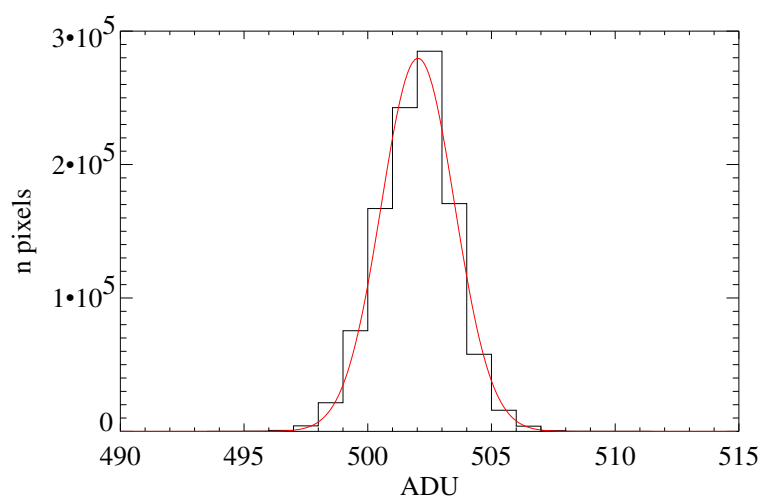


FIG. 7.17 – Histogramme des ADU d'une image d'offset au gain 1, et gaussienne la mieux ajustée.  $\mu = 502$  ADU soit 2352 e<sup>-</sup> ;  $\sigma = 2,84$  ADU soit 13,30 e<sup>-</sup>.

... et le bruit de lecture mesuré dans chaque cadran :

images	cadran 1	cadran 2	cadran 3	cadran 4
0-1	46.54	47.25	49.44	49.92
2-3	39.18	38.50	41.82	41.80
4-5	39.65	39.81	42.67	42.85

Le bruit de lecture vaut donc au gain 2

$$Ro^2 + \frac{g^2}{12} = 43,28 \text{ ADU}^2, \quad (7.36)$$

soit  $\sigma_{\mathcal{L}} = 7,41$  électrons. Une nouvelle fois sans surprise, la valeur est très proche de la déviation standard des valeurs de tous les pixels d'une même image d'offset au gain 2. La gaussienne la mieux ajustée sur l'histogramme des ADU des images d'offset au gain 2 présente en effet un écart-type de 7,53 électrons (figure 7.18).

## Bilan

Voici le tableau récapitulatif des résultats précédents :

		gain 1	gain 2	
gain de lecture	$g$	4,6845	1,1271	e <sup>-</sup> /ADU
bruit d'échantillonnage	$\sigma_{\mathcal{E}}^2$	1,83	0,11	e <sup>-2</sup>
	$\sigma_{\mathcal{E}}$	1,35	0,33	e <sup>-</sup>
bruit de lecture	$\sigma_{\mathcal{L}}^2$	9,24	43,28	ADU <sup>2</sup>
	$\sigma_{\mathcal{L}}^2$	202,77	54,98	e <sup>-2</sup>
	$\sigma_{\mathcal{L}}$	14,23	7,41	e <sup>-</sup>
fit gaussien sur	$\mu$	502	967	ADU
histogramme d'offset	$\mu$	2352	1090	e <sup>-</sup>
	$\sigma$	2,84	6,68	ADU
	$\sigma$	13,30	7,53	e <sup>-</sup>

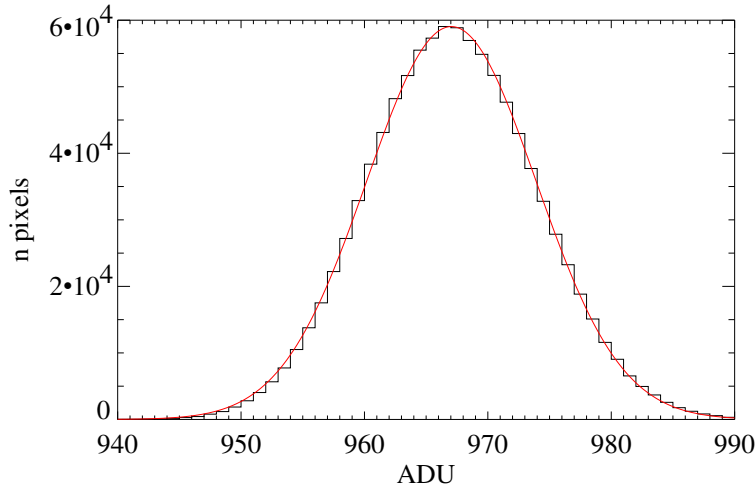


FIG. 7.18 – Histogramme des ADU d’une image d’offset au gain 2, et gaussienne la mieux ajustée.  $\mu = 967$  ADU soit 1090 e- ;  $\sigma = 6,68$  ADU soit 7,53 e-.

Ces résultats seront très importants pour la séquence d’extraction spectrale. Comme l’indique son nom, son rôle est d’extraire le spectre à partir des images brutes du CCD et de l’exprimer non plus en ADU mais en électrons. Les valeurs précises des deux gains de lecture de la caméra interviendront bien sûr à ce niveau. En parallèle, la séquence d’extraction se charge de calculer les barres d’erreur sur le signal reçu pour tous les spectels extraits, à partir des bruits de photons, d’électrons thermiques, de lecture et d’échantillonnage. Ces barres d’erreur permettront par la suite de calculer les barres d’erreur en terme de vitesse radiale pour tous les spectels. Les bruits de lecture et d’échantillonnage sont donc tout autant importants. Ils sont indispensables pour l’algorithme de calcul utilisé avec ÉMILIE et l’AAA.

#### 4) Étirement Doppler-Fizeau et déplacement des fentes : effet *stretch/shift*

Le spectromètre ÉMILIE possède cette particularité indispensable pour fonctionner avec l’AAA de suivre la fuite en longueur d’onde du spectre des étoiles, provoquée par leur décalage Doppler-Fizeau, pour toujours placer le même profil spectral sur les mêmes pixels de sa caméra CCD.

Le premier système de suivi a été développé par Pierre Connes et François Bouchy au Service d’Aéronomie [53]. Il consistait à déplacer la fente d’entrée du spectrographe au moyen d’un petit vérin électrique et d’une lame optique à faces parallèles. Ces deux éléments pouvaient engendrer un petit déplacement du spectre sur le CCD en position fixe. Le vérin électrique assurait les grandes amplitudes du mouvement, en déplaçant la platine d’entrée du spectromètre, et la lame optique les petites. Si le concept était simple, à l’usage, le vérin s’est révélé peu précis et peu pratique d’emploi. Le moteur d’inclinaison de la lame optique générait un échauffement permanent à l’intérieur de la cuve et perturbait la stabilisation en température. Nous accusions aussi la lame d’introduire un achromatisme dans le faisceau et de changer sensiblement la position de



mise au point en fonction de son inclinaison.

Nous les avons donc remplacés au moins d'octobre 2001 par un autre système qui assure le déplacement de la caméra. Ce nouveau système remplace le déplacement de la fente d'entrée du spectrographe par le déplacement de sa fente de sortie, la fente d'entrée restant fixe. Le déplacement de la caméra est assuré par une platine Micro-Contrôle pour les grandes amplitudes, et par un actionneur piézoélectrique pour les petites. La précision et la fiabilité de ce système sont très bonnes et facilitent beaucoup les opérations, en particulier lors des changements d'étoile. Le système n'échauffe plus le spectrographe comme le faisait auparavant le moteur de la lame optique à faces parallèles. Le moteur de la platine Micro-Contrôle reste cependant une source de chaleur à l'intérieur du spectromètre mais de manière moins importante que l'ancien vérin. Il n'est sollicité que très brièvement lors des changements d'étoile, et pour éviter toute perturbation, nous avons dérivé autour la circulation d'eau thermostatée du refroidissement de la caméra (J. Schmitt).

Ce nouveau système a fonctionné pendant 21 mois consécutifs, soit près de deux ans, sans intervention sur le spectrographe<sup>17</sup>. Il s'agit de la première longue période de fonctionnement pour ÉMILIE pendant laquelle toutes les références ont pu être conservées. Le comportement du spectromètre et de l'AAA a pu être étudié pour la première fois sur le long terme.

L'analyse des données a mis en évidence un dysfonctionnement de l'instrument qui n'était pas perceptible à court terme. En six mois, les spectres cannelés du Fabry-Pérot ont montré que pour de grandes variations de vitesse radiale, principalement celles de la Terre sur 6 mois<sup>18</sup>, le spectrographe ne replace pas parfaitement les spectres sur les mêmes pixels. Au niveau du CCD, les ordres du spectre échelle s'étirent d'un demi-pixel de part et d'autre du CCD par rapport au spectre de référence. L'effet est visible sur les spectres cannelés du Fabry-Pérot (fig. 7.19), moins sur les spectres des étoiles qui ne possèdent pas la même finesse et qui sont davantage dominés par le bruit. Or l'AAA, en équilibrant ces écarts, recentre les ordres des spectres courants du Fabry-Pérot sur le centre des ordres du spectre de référence, mais ce n'est pas vrai pour l'étoile dont le spectre est irrégulier. Nous avons identifié cette cause dès l'été 2002. Le déplacement seul de la fente de sortie ne corrige pas l'étirement Doppler des spectres mais simplement la fuite en longueur d'onde au centre des ordres spectraux. Le décalage des raies du spectre cannelé du Fabry-Pérot (fig. 7.19) aux extrémités des ordres est aussi trop important pour appliquer l'algorithme de calcul de vitesse radiale de Pierre Connes avec un résultat précis.

Pour en tenir compte, une première solution consiste à combiner les deux déplacements, à la fois de la fente d'entrée et de sortie. D'un point de vue mécanique, nous avons validé le système de déplacement de la caméra mais non celui de la fente d'entrée. La solution nécessitait donc une amélioration mécanique à ce sujet. Une autre solution consiste à remplacer le déplacement de la fente d'entrée par une petite rotation du réseau de manière à changer son angle d'éclairement. Cette proposition semblait à première vue mécaniquement plus simple à mettre en œuvre que le déplacement de la fente d'entrée.

<sup>17</sup>La dernière intervention, en juin 2003, correspond à l'arrêt d'ÉMILIE pour son remplacement par sa version nouvelle génération ÉMILIE 2.

<sup>18</sup>La contribution terrestre de vitesse radiale varie d'environ  $\pm 30\,000$  m/s sur un an.

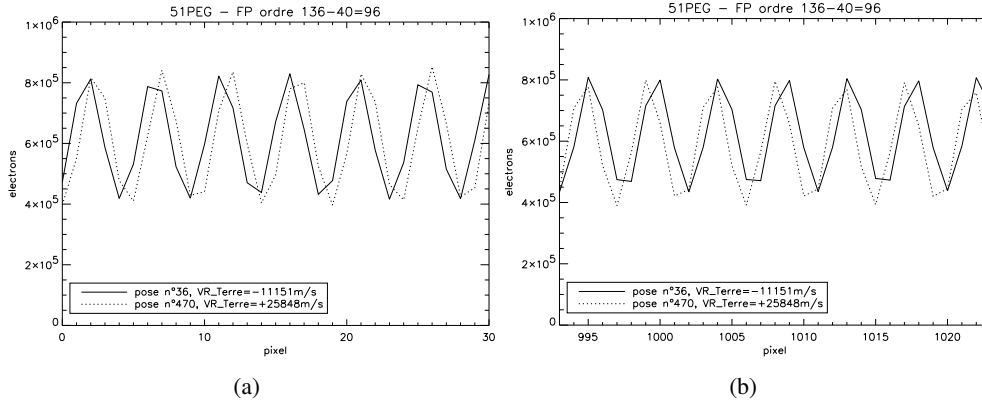


FIG. 7.19 – Ordres réseau n°96 des spectres du Fabry-Pérot enregistrés le 10 octobre 2001 (pose n° 36) et le 30 juin 2002 (pose n° 470) au cours de l’observation de l’étoile *51 Pegasi*. (a) : spectels 0 à 30 ; (b) : spectels 993 à 1023.

Nous rapportons dans ce paragraphe l’étude de ces multiples solutions. Le déplacement des longueurs d’ondes sur le CCD est quantifié à partir d’un effet Doppler simulé et des paramètres géométriques introduits : le déplacement de la fente d’entrée, du CCD et/ou de la rotation du réseau. L’étude s’appuie sur un étalonnage en longueur d’onde réel d’ÉMILIE relevé avec la lampe source au thorium argon.

#### 4.1) Paramétrage géométrique pour la dispersion verticale d’ÉMILIE

Nous ne considérerons que la dispersion verticale du faisceau due au réseau. Nous raisonnerons en l’absence du prisme, responsable de la seule dispersion spectrale horizontale.

##### Miroir sphérique

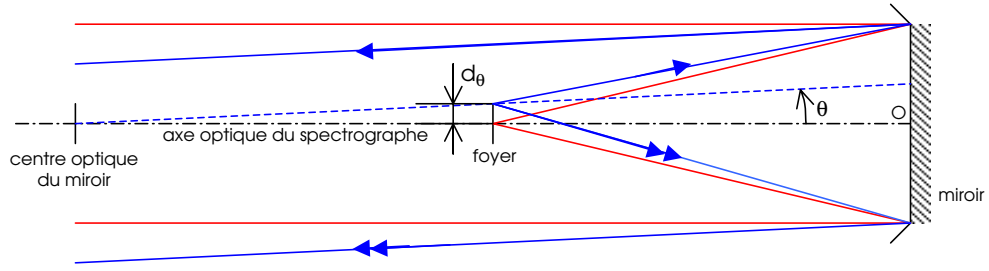
Le miroir de la chambre du spectrographe est sphérique. Tout déplacement vertical de longueur  $d_\theta$  du faisceau incident dans le plan focal devient une rotation d’angle  $\theta$  du faisceau parallèle collimaté incident sur le réseau. De même, tout faisceau réfléchi par le réseau faisant un angle  $\xi$  avec l’horizontale se traduit par un déplacement vertical de longueur  $d_\xi$  au niveau du plan focal matérialisé par le CCD. Ces déplacements s’expriment

$$d_\theta = f \tan(\theta) \quad (7.37)$$

et

$$d_\xi = f \tan(\xi) , \quad (7.38)$$

où  $f$  est la distance focale du miroir.

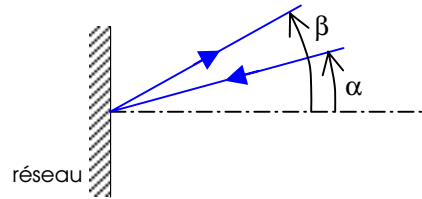


### Réseau

L'équation de dispersion du réseau s'exprime

$$\sin(\alpha) + \sin(\beta) = k \frac{\lambda}{\sigma} \quad (7.39)$$

où  $\alpha$  est l'angle du faisceau incident,  $\beta$  l'angle du faisceau dispersé à la longueur d'onde  $\lambda$ ,  $k$  le numéro de l'ordre réseau et  $\sigma$  la période de gravure<sup>19</sup>.

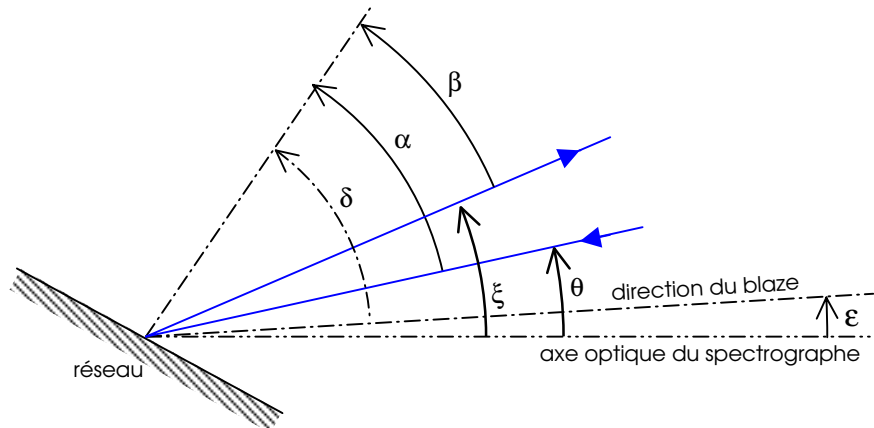


Soit  $\delta$  l'angle de blaze. En introduisant les angles  $\theta$  et  $\xi$  imposés par le déplacement des fentes d'entrée et de sortie, ajouté de l'angle  $\varepsilon$  d'une rotation possible du réseau autour de l'axe horizontal transversal du spectrographe, l'équation de dispersion devient

$$\sin(\delta + \varepsilon - \theta) + \sin(\delta + \varepsilon - \xi) = k \frac{\lambda}{\sigma}, \quad (7.40)$$

soit

$$\xi = \delta + \varepsilon - \arcsin\left(k \frac{\lambda}{\sigma} - \sin(\delta + \varepsilon - \theta)\right). \quad (7.41)$$



<sup>19</sup>Le nombre de traits par unité de longueur.

### Spectrographe

L'équation de dispersion verticale dans le plan du CCD s'exprime donc, en fonction de la position  $d_\theta$  de la fente d'entrée, de la rotation  $\varepsilon$  du réseau autour de la position nominale  $\delta$  du blaze, et de la position  $d_\xi$  de la fente de sortie matérialisée par les pixels du CCD,

$$d_\xi(\lambda, \varepsilon, d_\theta) = f \tan \left( \delta + \varepsilon - \arcsin \left( k \frac{\lambda}{\sigma} - \sin \left( \delta + \varepsilon - \arctan \left( \frac{d_\theta}{f} \right) \right) \right) \right). \quad (7.42)$$

L'angle  $\theta$  restant faible, nous pouvons l'assimiler à sa tangente pour simplifier l'expression précédente de la manière suivante :

$$d_\xi(\lambda, \varepsilon, d_\theta) = f \tan \left( \delta + \varepsilon - \arcsin \left( k \frac{\lambda}{\sigma} - \sin \left( \delta + \varepsilon - \frac{d_\theta}{f} \right) \right) \right). \quad (7.43)$$

### 4.2) Simulations

Le comportement du spectrographe peut être simulé numériquement en fonction des paramètres géométriques introduits : le déplacement de la fente d'entrée, la rotation du réseau et le déplacement de la caméra. Le principe est simple : nous attribuons une longueur d'onde à chaque spectel des ordres réseau du spectre échelle à partir de l'étalonnage du point zéro du spectromètre (§ 7.1). Nous les injectons numériquement avec un décalage équivalent Doppler en faisceau d'entrée dans l'équation 7.43, accompagnées d'un angle  $\varepsilon$  de rotation du réseau et d'un déplacement  $d_\theta$  de la fente d'entrée. Cette équation nous fournit la position verticale des longueurs d'onde sur le CCD par rapport à la position de l'axe optique du spectromètre. Nous comparons alors les positions obtenues par rapport à celles calculées au point zéro du spectromètre sans décalage Doppler. Les positions optimales de la fente d'entrée, de sortie et/ou du réseau sont calculées de façon à minimiser les écarts de position des longueurs d'ondes sur le CCD.

#### Position de référence et décalage Doppler nul

La position de référence est choisie au point zéro du spectromètre<sup>20</sup>. Sans introduire de décalage équivalent Doppler, nous calculons la position théorique des longueurs d'ondes des spectels sur le CCD pour un déplacement nul des fentes et du réseau. On obtient ainsi la position verticale théorique sur le CCD des longueurs d'ondes relevées en pratique à partir de l'étalonnage avec la lampe au thorium argon.

Le résultat est représenté sur la figure 7.20a. L'abscisse correspond au numéro des spectels des ordres spectraux, l'ordonnée à la distance verticale des longueurs d'ondes correspondante avec l'axe optique, ramenée en unité pixel. Les ordres réseau n°136 (bleu) à 96 (rouge) sont représentés. Nous observons une bonne correspondance entre les positions théoriques et réelles.

Nous constatons cependant que le CCD n'est pas centré verticalement sur l'axe optique mais se présente plus bas de 14,54 pixels. Le point zéro du spectrographe se

<sup>20</sup>Il s'agit de la configuration adoptée pour l'enregistrement de tous les spectres de références.

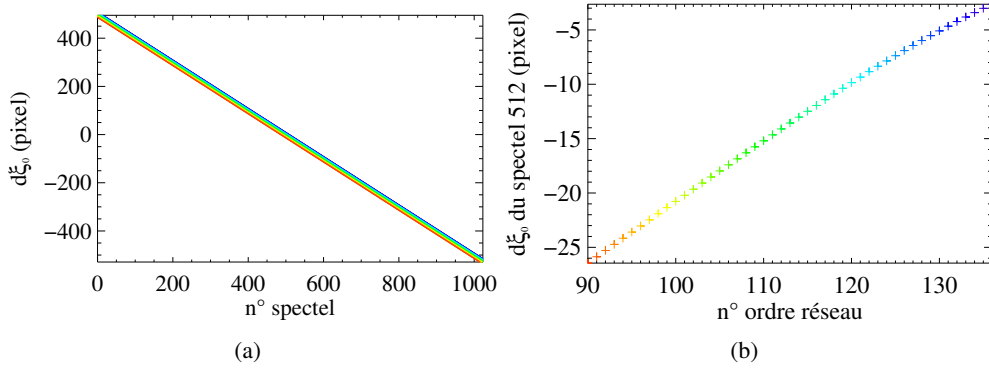


FIG. 7.20 – Distance verticale des longueurs d'ondes à l'axe optique, au point zéro du spectromètre.

trouverait donc  $349 \mu\text{m}$  sous l'axe optique. La position avait été anciennement déterminée en centrant le CCD au maximum d'éclairement du profil du blaze. Une incertitude d'environ 20 pixels est donc possible, d'autant que la structure du blaze est large et que les spectres observés présentent la structure d'un corps noir avec un léger gradient.

D'autre part, comme le montre la figure 7.20b, les centres des ordres rouges sont davantage éloignés verticalement de l'axe optique que ne le sont les centres des ordres bleus. Cet écart est un effet de la dispersion croisée : la dispersion horizontale engendrée par le prisme incline légèrement les ordres verticaux du réseau par rapport à la verticale. En pratique, cet angle est compensé par une petite rotation de la caméra autour de l'axe optique de sorte à placer les ordres réseau aussi parallèles que possible aux colonnes du CCD. Comme notre équation ne prend pas en compte la dispersion croisée, il est normal de retrouver un écart entre les positions verticales réelles et calculées des ordres spectraux. De l'ordre 136 (bleu) à l'ordre 96 (rouge), l'écart de position verticale atteint 23,8 pixels, soit  $571,2 \mu\text{m}$ . Nous considérerons cependant, pour les études suivantes, les positions calculées comme les positions de référence de chaque longueur d'onde utilisée.

### Simulation de l'effet Doppler

La simulation d'un effet Doppler est produite en changeant simplement la valeur des longueurs d'ondes de chaque spectel à partir de la formulation

$$\lambda = \lambda_0 \left( 1 + \frac{v}{c} \right), \quad (7.44)$$

où  $\lambda_0$  représente la longueur d'onde d'une raie spectrale de la source à l'arrêt et  $\lambda$  la longueur d'onde qui serait observée si la source se déplaçait radialement à la vitesse  $v$ . Les vitesses sont comptées positivement de la Terre vers l'étoile, en conformité avec une augmentation de la distance.

En introduisant le décalage Doppler correspondant à la vitesse de  $+30\,000 \text{ m/s}$ <sup>21</sup>, la position des raies spectrales sur le CCD est modifiée comme le présente la figure 7.21. Le centre de l'ordre réseau  $n^\circ 115$  en particulier, au centre du CCD, se déplace verticalement de 21,2821 pixels, d'où nous retrouvons les  $1\,410 \text{ m/s}$  moyens par pixel.

<sup>21</sup>La demie-amplitude de variation de vitesse radiale due mouvement annuel de la Terre

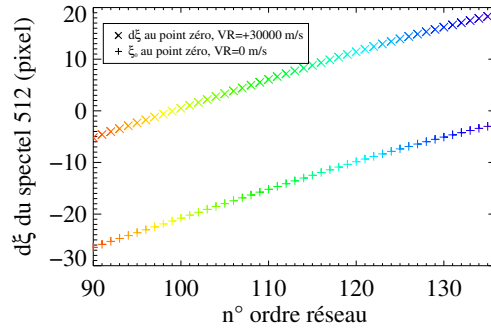


FIG. 7.21 – Fuite des longueurs d’ondes par effet Doppler dans le plan du CCD : positions verticales des centres des ordres spectraux par rapport à l’axe optique au point zéro du spectromètre, avant et après un décalage équivalent Doppler de +30 000 m/s.

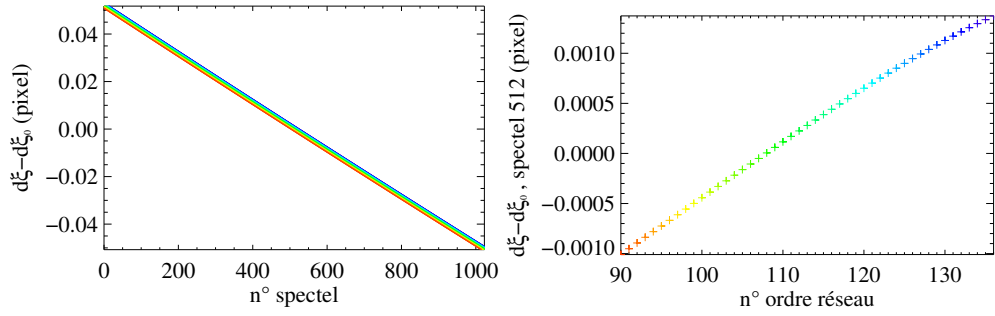
### Déplacement seul de la fente d’entrée

La première configuration du spectromètre reposait sur un déplacement seul de la fente d’entrée. Le déplacement vertical de la fente d’entrée introduisait un déplacement vertical du spectre dans le plan de la caméra, qui permettait de rattraper la fuite en longueur d’onde des spectres stellaires due à l’effet Doppler. Il permettait de garder les mêmes raies spectrales centrées sur les mêmes pixels du CCD.

Selon cette solution, un décalage Doppler de +30 000 m/s nécessite, pour recentrer le spectre sur le CCD, un déplacement de la fente d’entrée  $d_\theta$  de +0,511 034 mm. Le décalage vertical entre la nouvelle position sur le CCD et la position d’origine est représenté sur la figure 7.22. Les zones spectrales au centre des ordres spectraux lors d’un décalage Doppler nul restent effectivement toutes au centre du CCD après le décalage Doppler imposé, à 0,002 4 pixel près soit l’équivalent de 3,38 m/s. Mais l’étirement des ordres est mal compensé puisque les longueurs d’ondes extrêmes des ordres se déplacent tout de même de  $\pm 0,051$  pixel par rapport à leur position d’origine, soit l’équivalent de 72 m/s. Cet effet se compense de chaque côté des ordres du spectre régulier du Fabry-Pérot lors du calcul de la vitesse sur le spectre entier, mais non pour ceux irréguliers du spectre des étoiles. La solution a été abandonnée en été 2001 en raison d’un certain nombre de problèmes techniques, et remplacée par un déplacement de la fente de sortie.

### Déplacement seul de la caméra

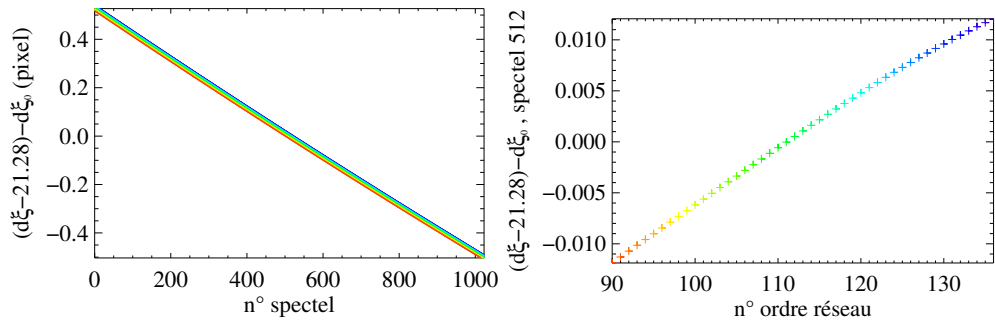
La solution retenue ici consiste à déplacer la caméra verticalement de la même quantité que la fuite des longueurs d’ondes au centre du CCD, de sorte à replacer les longueurs d’ondes sur leurs pixels d’origine. Cette compensation n’est pas parfaite. L’effet Doppler introduit un étirement du spectre alors que le déplacement de la caméra réalise l’équivalent d’une translation des longueurs d’onde. La figure 7.23a représente le déplacement résiduel vertical des longueurs d’ondes sur le CCD après une fuite par effet Doppler de +30 000 m/s et le déplacement compensatoire de la caméra. La figure 7.23b représente de même pour le seul centre des ordres. Le décalage entre les ordres peut donc atteindre 0,025 pixel, soit l’équivalent de 35 m/s, et 1 pixel d’un bout à l’autre des ordres eux-mêmes, soit l’équivalent de 1410 m/s. La pente importante



(a) Résidus le long des ordres après déplacement de la fente d'entrée. (b) Résidus au centre des ordres après déplacement de la fente d'entrée.

FIG. 7.22 – Compensation du décalage Doppler pour une vitesse radiale de +30 000 m/s par un déplacement seul de la fente d'entrée de +0,511 034 mm.

constatée le long des ordres est due à la dispersion géométrique ( $\delta\lambda/\lambda$ ) non constante le long des ordres. Ces valeurs sont en conformité avec ce qui est observé sur les spectres cannelés du Fabry-Pérot (fig.7.19). Cette solution est de loin la moins satisfaisante. Le déplacement seul de la fente d'entrée était en particulier dix fois meilleur.



(a) Résidus le long des ordres après déplacement de la caméra. (b) Résidus au centre des ordres après déplacement de la caméra.

FIG. 7.23 – Compensation du décalage Doppler pour une vitesse radiale de +30 000 m/s par un déplacement seul de la caméra de -21,2821 pixels, soit -510,77  $\mu\text{m}$ .

### Déplacement combiné de la fente d'entrée et de la caméra

Cette solution utilise le déplacement vertical combiné de la fente d'entrée et de la caméra. Le principe consiste à compenser l'étirement Doppler du spectre grâce au déplacement de la fente d'entrée et à recentrer le spectre sur le CCD grâce au déplacement de la caméra.

Le déplacement de la fente d'entrée permet de réduire au maximum l'étirement Doppler du spectre. Il faut pour cela trouver le déplacement  $d_\theta$  de la fente d'entrée qui provoque, pour deux longueurs d'ondes extrêmes d'un même ordre et après un décalage Doppler donné, leur même position verticale sur le CCD.

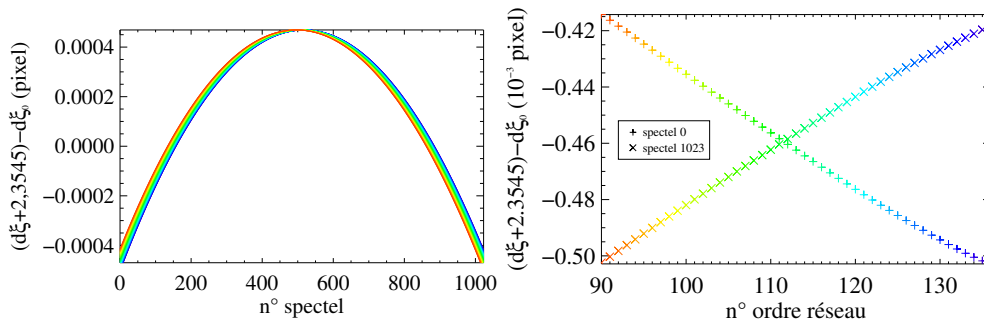
Le problème n'a pas d'expression analytique stricte. Il répond à l'équation

$$\begin{aligned} & \tan \left\{ \delta - \arcsin \left( \frac{k\lambda_1(1+\frac{v}{c})}{\sigma} - \sin \left( \delta - \frac{d_\theta}{f} \right) \right) \right\} \\ & - \tan \left\{ \delta - \arcsin \left( \frac{k\lambda_1}{\sigma} - \sin(\delta) \right) \right\} \\ & - \tan \left\{ \delta - \arcsin \left( \frac{k\lambda_2(1+\frac{v}{c})}{\sigma} - \sin \left( \delta - \frac{d_\theta}{f} \right) \right) \right\} \\ & + \tan \left\{ \delta - \arcsin \left( \frac{k\lambda_2}{\sigma} - \sin(\delta) \right) \right\} = 0 \end{aligned} \quad , \quad (7.45)$$

où  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$  sont deux longueurs d'ondes extrêmes d'un ordre  $k$ . Les termes de chaque tangente sont petits, et un développement limité au premier ordre s'exprime

$$\begin{aligned} & - \arcsin \left( \frac{k\lambda_1(1+\frac{v}{c})}{\sigma} - \sin \left( \delta - \frac{d_\theta}{f} \right) \right) + \arcsin \left( \frac{k\lambda_1}{\sigma} - \sin(\delta) \right) \\ & + \arcsin \left( \frac{k\lambda_2(1+\frac{v}{c})}{\sigma} - \sin \left( \delta - \frac{d_\theta}{f} \right) \right) - \arcsin \left( \frac{k\lambda_2}{\sigma} - \sin(\delta) \right) = 0 \end{aligned} \quad (7.46)$$

Pour un décalage Doppler de 30 000 m/s, le déplacement de la fente d'entrée  $d_\theta$  nécessaire vaut -0,567 627 mm. Le spectre se déplace alors verticalement de -2,3545 pixels dans le plan du CCD, ce que rattrape un déplacement vertical d'autant de la caméra. L'amplitude des écarts de position des longueurs d'onde avec la position d'origine vaut alors 0,0009 pixel de part et d'autre des ordres, soit l'équivalent de 1,27 m/s. Ces résultats sont illustrés sur la figure 7.24. Les écarts ne dépassent pas le 1/1000<sup>e</sup> de pixel, ce qui est très satisfaisant.



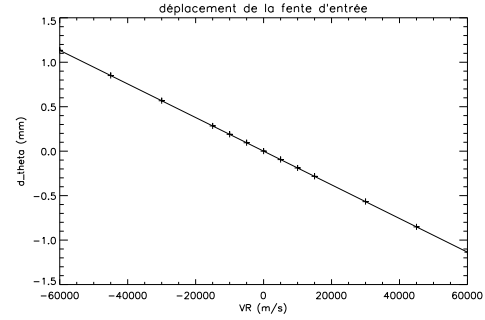
(a) Résidus le long des ordres après déplacements combinés de la fente d'entrée et de la caméra. (b) Résidus au bord des ordres après déplacements combinés de la fente d'entrée et de la caméra.

FIG. 7.24 – Compensation du décalage Doppler pour une vitesse radiale de +30 000 m/s par un déplacement combiné de la fente d'entrée de -0,567 627 mm, et de la caméra de -2,354 5 pixels, soit -56,508  $\mu\text{m}$ .

Une résolution numérique de l'équation 7.45 fournit les valeurs suivantes :



VR	$d_\theta$	shift caméra
60 000 m/s	- 1,135 860 mm	- 4,710 pixel
45 000 m/s	- 0,851 677 mm	- 3,532 pixel
30 000 m/s	- 0,567 638 mm	- 2,355 pixel
15 000 m/s	- 0,283 747 mm	- 1,177 pixel
10 000 m/s	- 0,189 149 mm	- 0,785 pixel
5 000 m/s	- 0,094 566 mm	- 0,392 pixel
0 m/s	0 mm	0 pixel
-5 000 m/s	+ 0,094 550 mm	+ 0,392 pixel
-10 000 m/s	+ 0,189 084 mm	+ 0,785 pixel
-15 000 m/s	+ 0,283 602 mm	+ 1,177 pixel
-30 000 m/s	+ 0,567 059 mm	+ 2,355 pixel
-45 000 m/s	+ 0,850 372 mm	+ 3,532 pixel
-60 000 m/s	+ 1,133 540 mm	+ 4,710 pixel



La courbe est très faiblement non-linéaire :  $d_\theta = -1,8911655 \times 10^{-5} \text{ vr} - 3,2221482 \times 10^{-13} \text{ vr}^2$ , où  $d_\theta$  est en mm et vr en m/s.

### Rotation du réseau et déplacement de la caméra

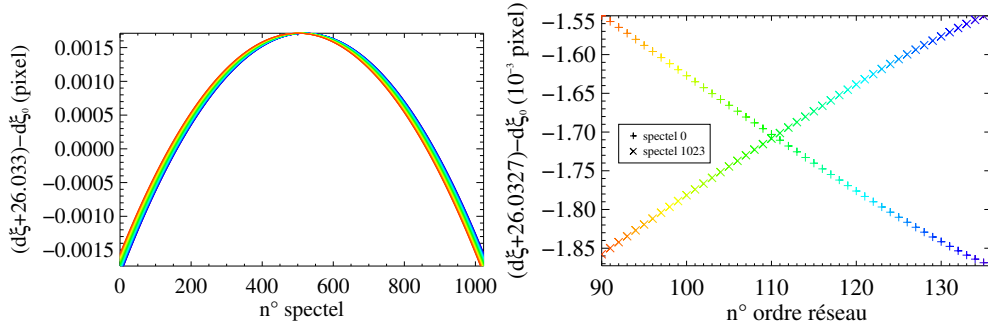
Une autre solution consiste à corriger l'étirement Doppler des spectre grâce à une petite rotation du réseau. Il faut cette fois trouver l'angle  $\varepsilon$  qui provoque, pour deux longueurs d'ondes extrêmes d'un même ordre et après un décalage Doppler donné, leur même position verticale sur le CCD. Là encore, la solution n'a pas d'expression analytique. L'angle  $\varepsilon$  doit répondre à l'équation

$$\begin{aligned} & \tan \left\{ \varepsilon + \delta - \arcsin \left( \frac{k\lambda_1(1+\frac{v}{c})}{\sigma} - \sin(\delta + \varepsilon) \right) \right\} \\ & \quad - \tan \left\{ \delta - \arcsin \left( \frac{k\lambda_1}{\sigma} - \sin(\delta) \right) \right\} \\ & - \tan \left\{ \varepsilon + \delta - \arcsin \left( \frac{k\lambda_2(1+\frac{v}{c})}{\sigma} - \sin(\delta + \varepsilon) \right) \right\} \\ & \quad + \tan \left\{ \delta - \arcsin \left( \frac{k\lambda_2}{\sigma} - \sin(\delta) \right) \right\} = 0 \end{aligned} \quad , \quad (7.47)$$

où  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$  sont deux longueurs d'ondes extrêmes d'un ordre  $k$ . Les termes de chaque tangente, qui représentent l'angle  $\xi$ , restent petits. Nous pouvons donc simplifier l'expression par un développement limité au premier ordre. L'angle  $\varepsilon$  répond alors à l'équation

$$\begin{aligned} & - \arcsin \left( \frac{k\lambda_1(1+\frac{v}{c})}{\sigma} - \sin(\delta + \varepsilon) \right) + \arcsin \left( \frac{k\lambda_1}{\sigma} - \sin(\delta) \right) \\ & + \arcsin \left( \frac{k\lambda_2(1+\frac{v}{c})}{\sigma} - \sin(\delta + \varepsilon) \right) - \arcsin \left( \frac{k\lambda_2}{\sigma} - \sin(\delta) \right) = 0 . \end{aligned} \quad (7.48)$$

Pour un décalage Doppler de 30 000 m/s, la rotation du réseau  $\varepsilon$  nécessaire vaut  $+0,027117^\circ$ . Le spectre se déplace alors verticalement de -26,0327 pixels dans le plan du CCD, ce que rattrape un déplacement vertical d'autant de la caméra. L'amplitude des écarts de position des longueurs d'onde avec la position d'origine vaut alors 0,0035 pixel de part et d'autre des ordres, soit l'équivalent de 5,02 m/s. Ces résultats sont illustrés sur la figure 7.25. Les écarts dépassent légèrement le  $1/1000^\circ$  de pixel, ce qui est un peu moins performant que la solution combinant les déplacements des deux fentes, d'entrée et de sortie.



(a) Résidus le long des ordres après rotation du réseau et déplacement de la caméra.

(b) Résidus au bord des ordres après rotation du réseau et déplacement de la caméra.

FIG. 7.25 – Compensation du décalage Doppler pour une vitesse radiale de +30 000 m/s par une rotation du réseau de +0,027 117°, combinée à un déplacement de la fente de sortie de -26,0327 pixels, soit -624,785  $\mu\text{m}$ .

D'un point de vue mécanique, le réseau mesure 408 mm dans le sens longitudinal. En considérant une base de 350 mm, un actionneur piézoélectrique de 5 nm de résolution pourrait imposer un angle  $\varepsilon$  d'une précision inférieure à  $10^{-6}$  degré. Un angle  $\varepsilon$  de 0,027 117° serait obtenu pour un allongement du même actionneur piézoélectrique de 0,165 660 mm. Une erreur de  $\pm 4 \times 10^{-6}$  degré sur l'angle  $\varepsilon$  provoquerait les déplacements illustrés par la figure 7.26. Mis à part une translation globale verticale du spectre de  $\pm 0,0035$  pixel, qui serait interprétée par l'AAA comme une petite dérive du spectromètre, l'étirement des ordres sur les bords du CCD resterait à  $\pm 0,0035$  pixel.

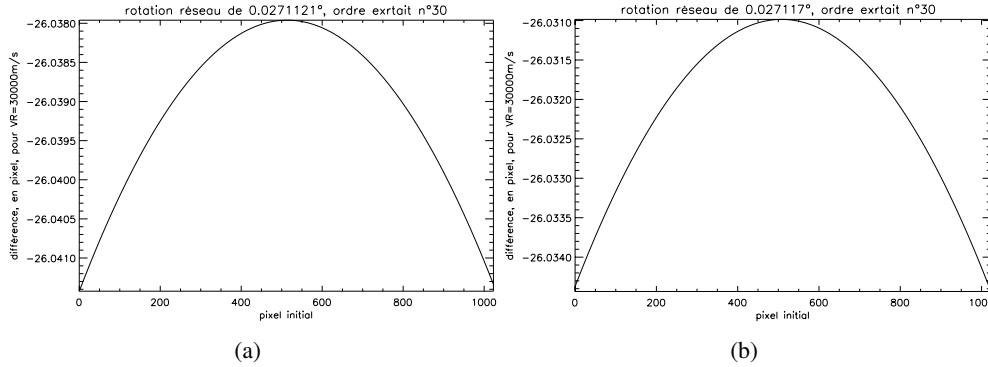


FIG. 7.26 – Déplacements verticaux des longueurs d'ondes des spectels de l'ordre réseau n°106, entre un décalage Doppler nul à la position de référence et sous une vitesse radiale de +30 000 m/s avec une rotation du réseau de (a) 0,027 121°, et (b) 0,027 117°.

Une résolution numérique de l'équation 7.47 fournit les valeurs du tableau 7.1. La grandeur  $d_\varepsilon$  est la distance à imposer sur une base de 350 mm pour générer l'angle  $\varepsilon$  de rotation. Le *shift camera* est le déplacement vertical à imposer à la caméra pour compenser la fuite verticale des ordres due à la rotation du réseau.

TAB. 7.1 – Angles réseau  $\varepsilon$  et déplacement de la caméra nécessaire pour compenser l'étirement Doppler des spectres stellaires.

VR	$\varepsilon$	$d_\varepsilon$	shift caméra
60 000 m/s	0,054 280°	0,331 578 mm	-52,120 pixel
30 000 m/s	0,027 117°	0,165 660 mm	-26,036 pixel
10 000 m/s	0,009 035°	0,055 192 mm	-8,673 pixel
0 m/s	0°	0 mm	0 pixel
-10 000 m/s	- 0,009 030°	-0,055 161 mm	8,667 pixel
-30 000 m/s	- 0,027 076°	-0,165 400 mm	25,984 pixel
-60 000 m/s	- 0,054 111°	-0,330 545 mm	51,921 pixel

## Conclusion

La solution s'appuyant sur le seul déplacement vertical de la caméra n'était pas satisfaisante. Lors des grands décalages Doppler, propres au mouvement de la Terre, les spectres courants s'étiraient et se repositionnaient mal sur les mêmes pixels que les spectres de référence. L'ancienne solution qui reposait sur un déplacement seul de la fente d'entrée offrait un positionnement du spectre près de dix fois meilleurs.

Les solutions qui associent deux déplacements sont beaucoup plus performantes. Combinée au déplacement vertical de la caméra, la solution qui utilise le déplacement de la fente d'entrée offre un positionnement du spectre sur le spectre de référence près de 5 fois meilleur que celle qui repose sur une petite rotation du réseau. Le déplacement vertical global du spectre est plus important dans le cas d'une rotation du réseau, jusqu'à plusieurs dizaines de pixels, contre moins de 5 dans le cas d'un déplacement de la fente d'entrée. Enfin, sous un décalage Doppler de 30 000 m/s, l'étirement résiduel aux bords des ordres est de 0,003 5 pixel pour une rotation du réseau, contre 0,000 9 pixel dans le cas d'un déplacement de la fente d'entrée.

La configuration qui associe le déplacement de la fente d'entrée à celui de la fente de sortie offre donc les meilleures performances. C'est la solution retenue pour l'évolution d'ÉMILIE vers sa nouvelle conception ÉMILIE 2.

## 4.3) Correction des données

Les données acquises pendant deux ans avec le système de déplacement seul de la caméra nécessite une correction informatique particulière qui sera exposée au paragraphe 7.

## 5) Le correcteur de dispersion chromatique atmosphérique

Une étoile observée depuis le sol au foyer d'un instrument astronomique prend l'aspect d'un petit spectre étalé suivant la verticale, le rouge vers l'horizon, le bleu vers le zénith. Cet effet s'appelle la *dispersion chromatique atmosphérique*. Le chromatisme est introduit par notre atmosphère, où l'air dont l'indice décroît sensiblement avec la longueur d'onde joue le rôle d'un prisme. Nul au zénith, l'effet augmente avec la distance zénithale, pour atteindre typiquement deux secondes d'arc dans le visible 30° au-dessus de l'horizon.

La dispersion chromatique atmosphérique introduit une erreur systématique dans les mesures de vitesses radiales qui, dans le cas d'ÉMILIE, peut atteindre trente mètres par seconde sur une nuit complète. L'erreur est trop importante en regard du mètre par seconde recherché ! Nous avons donc conçu et installé près du foyer du télescope un *correcteur de dispersion chromatique atmosphérique*, un système mécano-optique qui la corrige.

### 5.1) La dispersion chromatique atmosphérique

La dispersion chromatique atmosphérique est un phénomène de réfraction atmosphérique différentiel entre les longueurs d'onde. Elle est directement liée à l'indice optique de l'air. Aussi, avant de voir le fonctionnement du correcteur d'ÉMILIE proprement dit, nous allons rappeler les formulations de l'indice de l'air, de la réfraction atmosphérique et la dispersion chromatique atmosphérique.

#### L'indice de l'air

L'indice de l'air varie sensiblement avec la longueur d'onde. J.C. Owens en a défini une expression très précise [65, 74] dont le domaine de validité encadre largement notre domaine d'étude. Ce domaine est défini par :

- une pression atmosphérique  $P$  comprise entre 0 et 4 atm ;
- une température  $T$  comprise entre 250 et 320 K ;
- une hydrométrie  $U$  de 0 à 100% ;
- une pression partielle de dioxyde de carbone  $P_{CO_2}$  de 0 à 17 mb.

La formulation pour un air contenant 0,0314% de dioxyde de carbone [86] prend la forme

$$(n_0 - 1) \times 10^8 = \left( 2371,34 + \frac{683939,7}{130 - \frac{1}{\lambda^2}} + \frac{4547,3}{38,9 - \frac{1}{\lambda^2}} \right) D_s \quad (7.49)$$

$$+ \left( 6487,31 + \frac{58,058}{\lambda^2} - \frac{0,71150}{\lambda^4} + \frac{0,08851}{\lambda^6} \right) D_w$$

où  $\lambda$  est la longueur d'onde en  $\mu\text{m}$ , et  $D_s$  et  $D_w$  sont donnés par les équations

$$D_s = \frac{P_s}{T} \left\{ 1 + P_s \left( 57,90 \times 10^{-8} - \frac{9,3250 \times 10^{-4}}{T} + \frac{0,25844}{T^2} \right) \right\}$$

$$D_w = \frac{F}{T} \left\{ 1 + F \left( 1 + 3,7 \times 10^{-4} F \right) \left( -2,37321 \times 10^{-3} + \frac{2,23366}{T} - \frac{710,792}{T^2} + \frac{7,75141 \times 10^4}{T^3} \right) \right\}.$$

$P_s$ ,  $F$  et  $T$  sont respectivement la pression d'air sec en mb, la pression de vapeur d'eau en mb et la température de l'air en Kelvin. La figure (7.27) présente cet indice de l'air en fonction de la longueur d'onde sous les conditions normales.

#### La réfraction atmosphérique

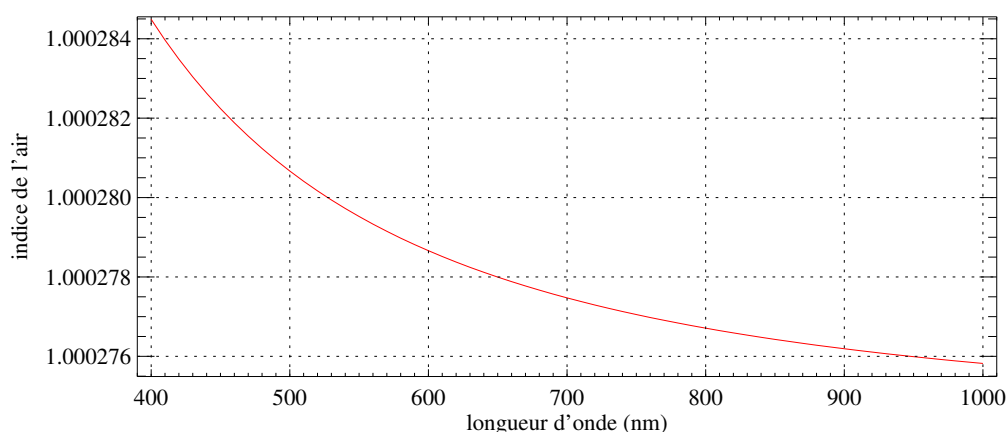
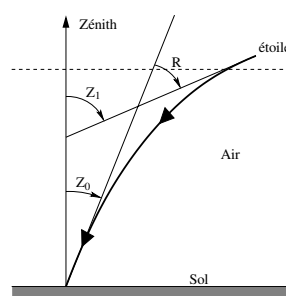


FIG. 7.27 – Indice de l'air pour une atmosphère standard, soit  $P=1013,25$  mb (pression de l'air sec),  $T=288,16$  K (température de l'air) et  $F=733$  mb (pression de vapeur d'eau)

Si on observe le rayon provenant d'une étoile dont la distance zénithale vraie est  $Z_1$ , l'observateur placé au sol voit cet astre dans la direction d'où lui vient la lumière, tangent au faisceau lumineux à hauteur du sol, comme le montre la figure ci-contre. Cette distance zénithale observée est  $Z_0$ . La réfraction atmosphérique est définie par la grandeur  $R = Z_1 - Z_0$ . Il existe plusieurs modèles exprimant la réfraction  $R$  se distinguant par la complexité du modèle d'atmosphère considéré. Une étude détaillée est présentée par Danjon [63]. Nous n'en présentons ici qu'une synthèse.



**Modèle d'atmosphère plane.** Le modèle d'atmosphère le plus simple considère une atmosphère plane constituée de couches homogènes horizontales infiniment minces. La réfraction atmosphérique s'exprime alors en fonction de l'indice de l'air au niveau du sol et de l'élévation de l'astre, par l'expression :

$$R = \alpha_0 \tan(Z_0) \quad (7.50)$$

$$\alpha_0 = n_0 - 1 \quad (7.51)$$

Cette formulation est définie pour une température au niveau du sol  $T_0$  de  $0^\circ\text{C}$ , une pression atmosphérique au niveau du sol  $P_0$  de 76 cm de mercure et une longueur d'onde  $\lambda$  de 575 nm. L'indice de l'air  $n_0$  au niveau du sol vaut alors 1.00029255, et  $\alpha_0$  vaut 0,00029255 radian, soit encore 60,343 secondes d'arc. C'est la valeur de la *réfraction normale*, définie pour une distance zénithale  $Z_0$  de  $45^\circ$ .

Pour des conditions au sol différentes des conditions normales, on peut utiliser la loi de *Gladstone*. Cette loi fournit une expression du coefficient  $\alpha_0$  pour un couple de température et de pression ( $T, P$ ) voisin du couple de température et de pression

normales  $(T_0, P_0)$ . Elle s'exprime :

$$[\alpha_0]_{P,T} = [\alpha_0]_{P_0,T_0} \frac{P}{P_0} \frac{T_0}{T + T_0} = \alpha_0 \frac{P}{P_0} \frac{T_0}{T + T_0}. \quad (7.52)$$

Pour une longueur d'onde différente de 575 nm, on utilisera l'équation précédente (7.49) d'Owens qui exprime directement l'indice de l'air en fonction de la longueur d'onde, de la température et de la pression. La réfraction atmosphérique s'exprime alors, d'après les équations (7.50) et (7.49) :

$$R(\lambda, P, T) = (n(\lambda, P, T) - 1) \tan(Z_0). \quad (7.53)$$

Cette expression améliorée de l'équation (7.50) fournit une bonne estimation de la réfraction pour un astre proche du zénith, mais elle se dégrade rapidement aux élévations moyennes.

**Modèle d'atmosphère sphérique.** Un modèle d'atmosphère sphérique consiste à considérer la Terre comme une sphère de 6371 km de rayon<sup>22</sup> et l'atmosphère formée de couches homogènes, concentriques, de faibles épaisseurs et d'indices constants. La réfraction atmosphérique s'exprime alors par la formule de *Laplace* :

$$R = \alpha_0 (1 - \beta_0) \tan(Z_0) - \alpha_0 \left( \beta_0 - \frac{\alpha_0}{2} \right) \tan^3(Z_0). \quad (7.54)$$

Le coefficient  $\alpha_0$  vaut toujours 0,00029255 radian et le nouveau coefficient  $\beta_0 = [\beta_0]_{T_0}$  vaut 0,001107 radian à  $\lambda = 575$  nm, sous un air au niveau du sol aux conditions normales, c'est-à-dire pour  $T_0 = 0^\circ\text{C}$  (température au sol) et  $P_0 = 76$  cmHg (pression atmosphérique au sol). Pour des conditions différentes, on reprendra les équations (7.49) et (7.51) ainsi que la relation

$$[\beta_0]_T = [\beta_0]_{T_0} \frac{T}{T_0}. \quad (7.55)$$

La réfraction atmosphérique pour  $\lambda \neq 575$  nm,  $P \neq P_0$  et  $T \neq T_0$  s'exprime alors, d'après les équations (7.54), (7.49), (7.51) et (7.55),

$$\begin{aligned} R(\lambda, P, T) = & [\alpha_0]_{\lambda,P,T} (1 - [\beta_0]_T) \tan(Z_0) \\ & - [\alpha_0]_{\lambda,P,T} \left( [\beta_0]_T - \frac{[\alpha_0]_{\lambda,P,T}}{2} \right) \tan^3(Z_0), \end{aligned} \quad (7.56)$$

où  $[\alpha_0]_{\lambda,P,T}$  vaut toujours  $n_0(\lambda, P, T) - 1$ . Sous les conditions normales, le second terme atteint 0,1 seconde d'arc pour une distance zénithale  $Z_0$  de  $48^\circ$ , et 1 seconde d'arc pour  $Z_0$  valant  $68^\circ$ . Le développement peut être poussé aux ordres supérieurs. On obtient ainsi au 7<sup>e</sup> ordre :

$$\begin{aligned} R = & \alpha_0 (1 - \beta_0) \tan(Z_0) - \alpha_0 \left( \beta_0 - \frac{\alpha_0}{2} \right) \tan^3(Z_0) \\ & + 3 \alpha_0 \left( \beta_0 - \frac{\alpha_0}{2} \right)^2 \tan^5(Z_0) \\ & - 3,5 \alpha_0 \left( \beta_0 - \frac{\alpha_0}{2} \right)^3 \tan^7(Z_0) + \dots \end{aligned} \quad (7.57)$$

<sup>22</sup>Le rayon d'une sphère de même volume que la Terre.

Les deux premiers termes forment la formule de *Laplace* et restituent l'équation (7.56). Le troisième terme atteint 0,1 seconde d'arc pour une distance zénithale  $Z_0$  de  $73,6^\circ$ . Il croît ensuite rapidement et vaut 1 seconde d'arc pour  $Z_0=79,5^\circ$ . La formule de *Laplace* suffit donc pour toute observation n'allant pas en deçà de  $20^\circ$  d'élévation. La formule choisie pour piloter notre correcteur est l'équation (7.56). La figure 7.28 présente son profil sous les conditions normales au niveau du sol.

### La dispersion chromatique atmosphérique

Comme la valeur de la réfraction atmosphérique dépend de la longueur d'onde, les différentes couleurs d'une étoile parviennent au sol avec un angle d'incidence un peu différent. Vue du sol, une étoile loin du zénith perd alors son aspect ponctuel<sup>23</sup>. Son image est décomposée en longueur d'onde suivant la verticale. Au foyer d'un instrument d'optique, elle prend la forme d'un petit spectre.

La dimension de ce spectre au foyer d'un télescope peut être déduite de l'équation (7.56). Au foyer coudé, le télescope de 152 cm de l'OHP présente une focale  $f$  de 42500 mm. En assimilant l'angle de réfraction  $R$  à sa tangente<sup>24</sup>, le déplacement  $\delta$  de la tache de longueur d'onde  $\lambda$  s'exprime :

$$\delta(\lambda) = f \times \tan R(\lambda) = f \times R(\lambda) .$$

D'où la séparation  $l_0$  des taches aux longueurs d'ondes  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$  :

$$l_0(\lambda_1 \rightarrow \lambda_2) = \delta(\lambda_2) - \delta(\lambda_1) = f \times (R(\lambda_2) - R(\lambda_1)) .$$

La distance  $l_0$  représente l'étalement du spectre dans le plan focal entre les longueurs d'onde  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$ . La figure 7.28 illustre cet écart en fonction de l'élévation de l'étoile pour les longueurs d'onde à 400 nm, 470 nm, 530 nm, 580 nm, 600 nm et 650 nm par rapport à 850 nm. C'est en effet cette dernière que le système FLAG d'autoguidage de l'étoile sur l'entrée de fibre utilise pour centrer l'étoile sur la fibre optique. La ligne pointillée à 0,27 mm correspond au rayon de la fibre imagée dans le plan focal. Comme le guidage se fait sur une composante infrarouge de l'étoile, les longueurs d'onde du domaine visible s'écartent d'autant plus vite du centre de la fibre que la distance zénithale de l'étoile augmente. Pour une distance zénithale  $Z_0$  de  $55^\circ$ , le centre de l'image bleue de l'étoile se retrouve ainsi hors de la fibre. Outre une baisse de signal progressive de chaque longueur d'onde, la dispersion se propage dans la fibre malgré son brouillage, puis dans le spectrographe, et modifie – même très légèrement – la position des raies spectrales sur le CCD.

Le rôle du correcteur est de générer la dispersion inverse dans le plan focal du télescope pour recentrer toutes les longueurs d'ondes utilisées.

## 5.2) L'influence de la dispersion sur la mesure de vitesse radiale

Les effets de la dispersion chromatique atmosphérique sur les mesures de vitesses radiales d'une étoile se calculent simplement. Il suffit de suivre sa perturbation depuis l'entrée du télescope jusqu'à la fenêtre de la caméra CCD.

<sup>23</sup> À la forme de la PSF près.

<sup>24</sup> Cet acte est légitime puisque la réfraction  $R$  ne dépasse pas 3 minutes d'arc, soit  $8 \times 10^{-4}$  radian, pour une élévation supérieure à  $20^\circ$ .

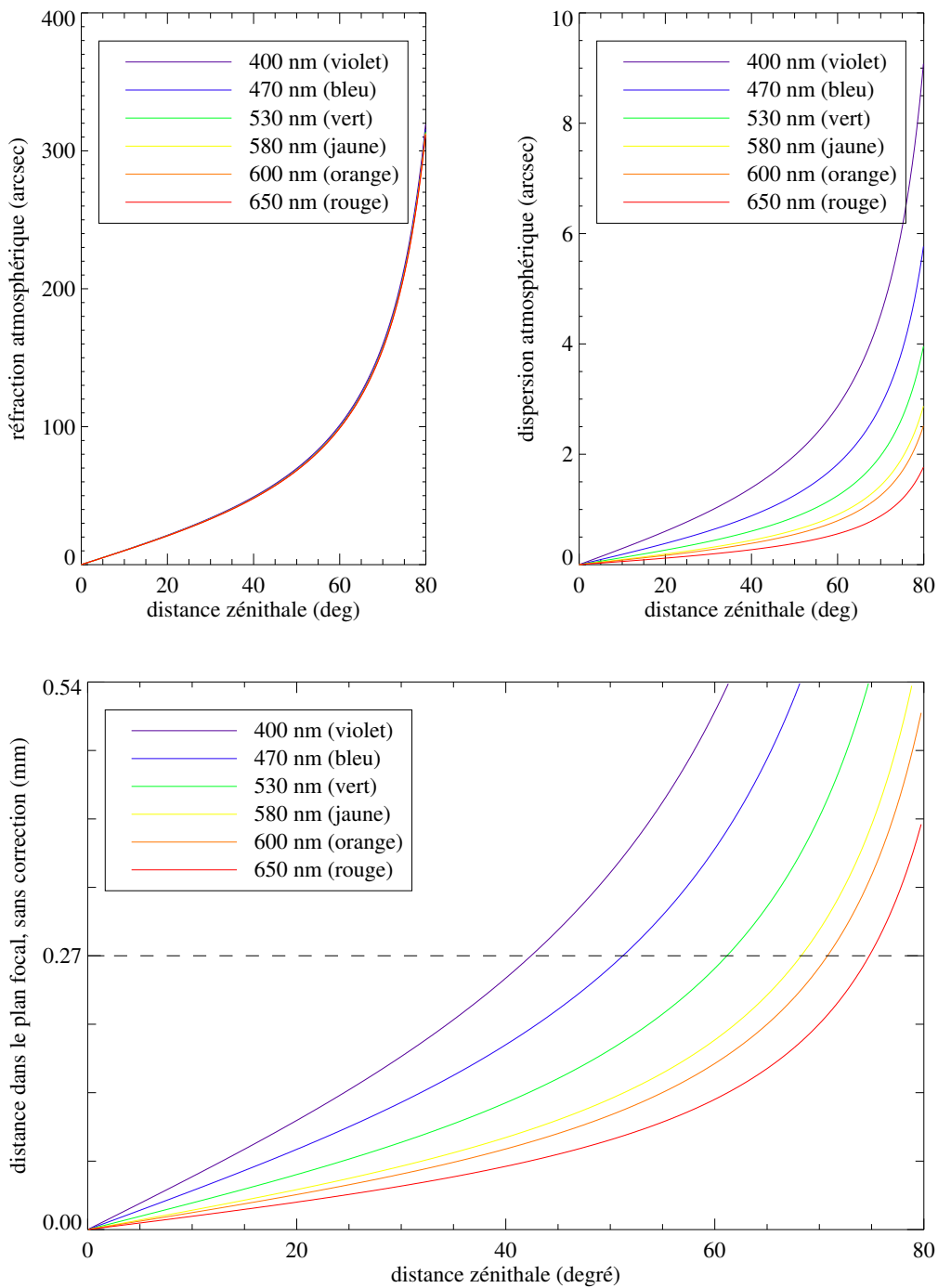


FIG. 7.28 – En haut à gauche : réfraction atmosphérique selon le modèle de Laplace (équation 7.56), sous les conditions normales au niveau du sol. En haut à droite : dispersion atmosphérique, où la longueur d'onde à 850 nm est prise pour référence. En bas : position des images dans le plan focal du foyer coudé, sans correction, où la longueur d'onde à 850 nm est prise pour référence.



Considérons donc une étoile située  $30^\circ$  au-dessus de l'horizon, une configuration suffisamment basse pour que la dispersion atmosphérique soit déjà grande. Le calcul de réfraction atmosphérique (équation 7.56) nous indique une déviation de la lumière vers le zénith de 95 secondes d'arc à 400 nm (dans le violet) et de 93 secondes d'arc à 650 nm (dans le rouge). Vue depuis le sol, l'étoile s'étale donc sur 2 secondes d'arc suivant la hauteur.

Lorsqu'on mesure sa vitesse radiale avec le spectrographe ÉMILIE, la dispersion chromatique atmosphérique propage une erreur : le télescope de 152 cm de l'OHP est ouvert à  $f/27$  et possède une focale de 42,5 m. L'image de l'étoile au foyer du télescope est donc un petit spectre de 412  $\mu\text{m}$  de longueur. Là, sa lumière traverse l'optique du système FLAG de guidage automatique de l'étoile sur l'entrée de fibre [54] qui crée une image du plan focal avec un gain de  $5/27$  et forme un nouveau petit spectre de 76,3  $\mu\text{m}$ . La lumière entre dans la fibre optique de 100  $\mu\text{m}$  de diamètre qui la conduit jusqu'au spectromètre. En admettant que la fibre brouille l'image d'un facteur proche de 50, le spectre image en sortie de fibre mesure 1,526  $\mu\text{m}$ . La lumière traverse alors un découpeur d'image 3 tranches avant d'être injectée dans la chambre du spectrographe, puis d'être enfin imagée sur le CCD avec un grandissement d'1,2. Or, puisque l'image de la sortie de fibre – qui constitue la fente d'entrée du spectrographe – est déjà dispersée, les longueurs d'ondes n'ont plus leur position nominale sur le CCD. La séparation entre 400 et 700 nm s'est modifiée de 0,6104  $\mu\text{m}$ . Comme chaque pixel mesure 24  $\mu\text{m}$  et représente une variation de vitesse radiale de 1412 m/s, ce décalage représente une différence de vitesse radiale relative de 35,9 m/s, de part et d'autre du spectre !

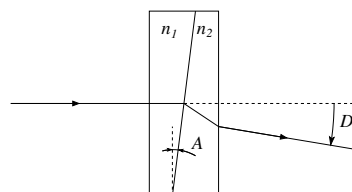
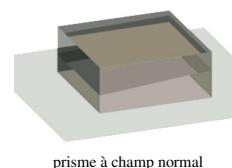
L'effet est bien sûr amorti puisque les mesures se font sur un large domaine du spectre visible. Mais on comprendra que le phénomène est doublement nuisible. Parce qu'il sépare les fentes d'entrée du spectromètre pour chaque longueur d'onde, et parce qu'il provoque une perte de lumière pour les longueurs d'ondes vers le bleu qui n'entrent progressivement plus dans la fibre.

### 5.3) Le correcteur d'ÉMILIE

L'optique du correcteur d'ÉMILIE est constituée de deux prismes tournants à champ normal. Ces prismes sont identiques, d'angle faible. La dispersion d'un prisme seul (image ci-contre) s'exprime :

$$D(\lambda) = A(n_2(\lambda) - n_1(\lambda)), \quad (7.58)$$

où  $n_1$  est l'indice en face d'entrée,  $n_2$  l'indice en face de sortie,  $\lambda$  la longueur d'onde et  $A$  l'angle de la jonction des deux verres avec les deux faces.



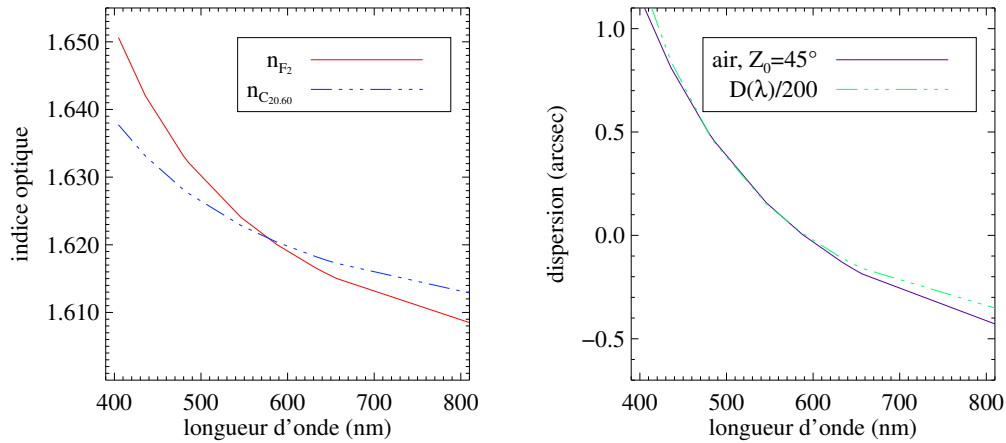


FIG. 7.29 – À gauche : indice optique des verres  $F_2$  et  $C_{20.60}$ . À droite : dispersion d'un prisme à champ normal seul comparée à la dispersion atmosphérique à  $45^\circ$  d'élévation.

Par un choix judicieux des deux verres, le profil de dispersion  $D(\lambda)$  des prismes peut-être construit très proche du profil de dispersion de l'air. Nous avons retenu les verres SCHOTT  $F_2$  et  $C_{20.60}$ . La table ci-dessous fournit leurs indices pour quelques longueurs d'ondes dans le visible et le proche infrarouge, dont une courbe est représentée sur la figure (7.29a). La figure (7.29b) montre que le profil de leur différence suit comme souhaité le profil de dispersion de l'air. Un tel prisme réalise ainsi une dispersion proportionnelle à celle d'une colonne l'air. Le facteur de proportionnalité est défini par l'angle  $A$ . Nous l'avons choisi à  $5^\circ$  pour couvrir l'amplitude de correction nécessaire.

$\lambda$	$n_{o\ air}$	$n_{F_2}$	$n_{C_{2060}}$	$n_{F_2} - n_{C_{2060}}$
404.7	1.00028251	1.65064	1.63774	+0.01290
435.8	1.00028108	1.64202	1.63313	+0.00889
480.0	1.00027953	1.63310	1.62813	+0.00497
486.1	1.00027935	1.63208	1.62756	+0.00452
546.1	1.00027790	1.62408	1.62286	+0.00122
587.6	1.00027716	1.62004	1.62040	-0.00036
632.8	1.00027652	1.61656	1.61824	-0.00168
643.8	1.00027638	1.61582	1.61777	-0.00195
656.3	1.00027624	1.61503	1.61727	-0.00224
852.1	1.00027474	1.60671	1.61168	-0.00497
1014.0	1.00027411	1.60279	1.60874	-0.00595

L'utilisation de deux prismes tournants permet de varier la puissance de la correction de manière continue. Lorsque les directions de dispersion des deux prismes sont opposées, la dispersion du second prisme compense celle du premier. Le montage n'apporte aucune correction et la configuration convient pour l'observation d'une étoile au zénith. Inversement, lorsque les dispersions des prismes ont même direction et même sens, le montage présente sa configuration de dispersion maximale. Entre ces

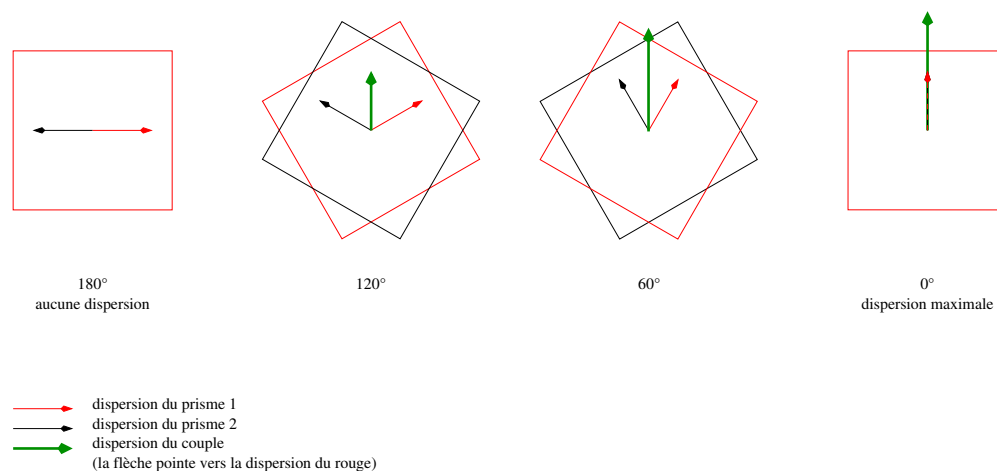


FIG. 7.30 – Dispersion totale en fonction de l'orientation relative des deux prismes

deux positions, la dispersion du système varie de zéro à deux fois la dispersion d'un prisme seul (figure 7.30). Cette faculté permet de suivre le chromatisme introduit par l'atmosphère sans discontinuité, tandis qu'il varie avec l'élévation de l'étoile.

Notre système marque une différence avec le correcteur du spectrographe ÉLODIE. Son correcteur utilise un jeu de 8 prismes à champ normal dont chacun est doté d'un angle de dispersion  $A$  différent. Il n'utilise qu'un seul prisme simultanément, qu'il échange en fonction de l'élévation de l'étoile. Le pilotage devient très simple, et la lumière ne traverse qu'un seul prisme à champ normal, soit trois surfaces optiques, contre deux pour ÉMILIE, soit six surfaces. En revanche, la correction est discontinue et fonctionne par paliers.

Le correcteur à deux prismes tournants possède une autre propriété particulièrement intéressante. Il permet d'orienter la correction. En tournant simultanément les deux prismes tout en maintenant constant l'angle qu'ils forment entre eux, la puissance de correction est conservée mais on change sa *direction*. Cette propriété est même indispensable pour ÉMILIE puisque la lumière des étoiles est récupérée au foyer coudé du télescope, où la rotation de champ est importante.

#### 5.4) Le pilotage des prismes

Les deux prismes à champ normal sont montés sur deux plateaux tournant MICRO-CONTRÔLE PR50CC, équipés de moteurs pas à pas.

Le pilotage des prismes doit répondre à deux problématiques distinctes. Il s'agit d'une part d'imposer une direction de correction correcte, et d'autre part de régler l'amplitude de dispersion globale du système. Sur la figure 7.30, la correction est représentée par une flèche épaisse de couleur verte. La première condition, sa *direction*, est réalisée par le réglage de la *rotation d'ensemble*, l'angle entre les deux prismes étant maintenu constant. La seconde, son *amplitude*, est réalisée par le réglage de l'*ouverture* de l'angle formé par les prismes.

L'initialisation du système porte l'ouverture des prismes à 180° et leurs dispersions orientées verticalement. Au terme de cette phase, la dispersion globale est donc nulle

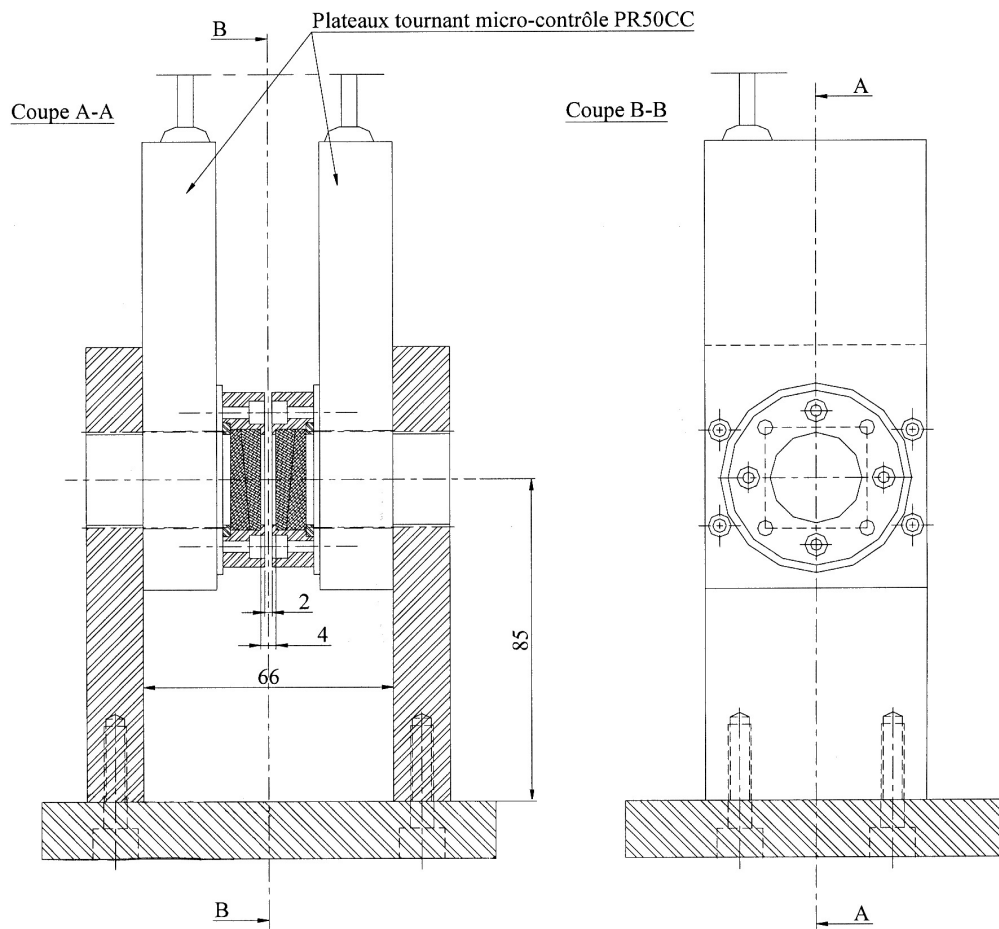


FIG. 7.31 – Correcteur de dispersion chromatique atmosphérique d'ÉMILIE

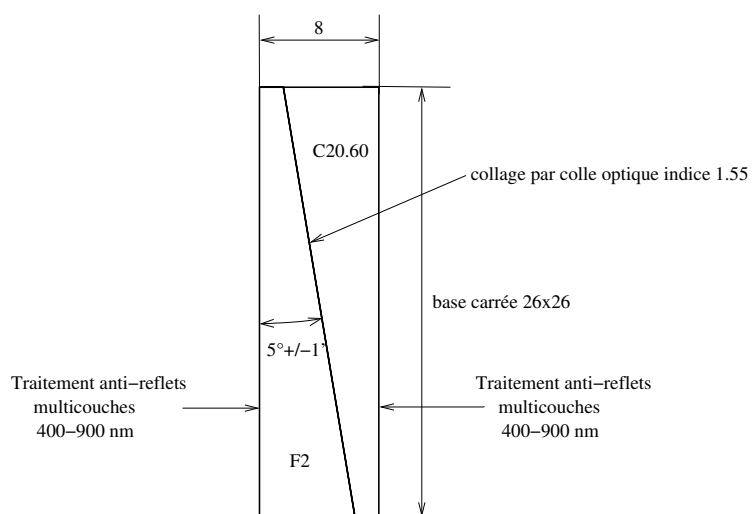


FIG. 7.32 – Prisme à champ normal utilisé pour ÉMILIE

et le correcteur n'apporte pas de correction. Pour des raisons matérielles et logicielles concernant l'interface des moteurs, les angles sont ensuite comptés positivement dans le sens trigonométrique pour le premier prisme, positivement dans le sens horaire pour le second. Par la suite, ces angles seront appelés  $\theta_1$  pour le premier prisme traversé et  $\theta_2$  pour le second.

### Orientation du spectre dans le plan focal

La direction de la dispersion chromatique atmosphérique au foyer coudé est dirigée par deux facteurs : la *rotation de champ*, imposée par la configuration des miroirs du train coudé, et l'*angle parallactique*, angle entre le méridien local et la verticale au niveau de l'astre : la dispersion chromatique atmosphérique s'étale sur la verticale ; le télescope, sur monture équatoriale, conserve lui la direction du méridien local (la direction des déclinaisons). Les deux paragraphes qui suivent présentent le calcul de ces deux angles qui servent au pilotage du correcteur.

**Train coudé et rotation de champ.** Le grand avantage d'un foyer coudé est son emplacement fixe quelque soit l'orientation du télescope. En revanche, à la manière du foyer Nasmyth pour les montures alt-azimutales, le champ observé tourne en fonction du pointage. La figure 7.33 est un schéma en trois dimensions du foyer coudé du télescope de 152 cm de l'OHP. Elle représente le train coudé du télescope, vu depuis la salle du coudé, lorsque le télescope est à l'est<sup>25</sup>. Elle permet de retrouver l'angle de la rotation de champ :

- la salle d'observation est orientée par la base  $(\vec{X}_0, \vec{Y}_0, \vec{Z}_0)$  ;  $\vec{Y}_0$  pointe en direction du nord,  $\vec{Z}_0$  marque la verticale et  $-\vec{X}_0$  pointe vers l'entrée de la fibre optique ; la base est représentée en bleu ;
- l'axe polaire forme un angle  $(\vec{Y}_0, \vec{Y}_1) = \varphi$  dans le plan  $(\vec{Y}_0, \vec{Z}_0)$  ; il définit le nouveau repère  $(\vec{X}_1, \vec{Y}_1, \vec{Z}_1)$  où  $\vec{X}_1 = \vec{X}_0$  ; la base est représentée en vert ;
- l'angle horaire forme un angle  $(\vec{X}_1, \vec{X}_2) = H$  dans le plan  $(\vec{X}_1, \vec{Z}_1)$  ; il définit un nouveau repère  $(\vec{X}_2, \vec{Y}_2, \vec{Z}_2)$  où  $\vec{Y}_2 = \vec{Y}_1$  et  $\vec{X}_2$  reste parallèle à l'axe transversal de la monture du télescope ; la base est représentée en rouge ;
- l'angle de déclinaison forme un angle  $(\vec{Z}_2, \vec{Z}_3) = \delta$  dans le plan  $(\vec{Y}_2, \vec{Z}_2)$  ; il définit le nouveau repère  $(\vec{X}_3, \vec{Y}_3, \vec{Z}_3)$  où  $\vec{X}_2 = \vec{X}_3$  et  $\vec{Z}_3$  reste parallèle au tube du télescope ; la base est représentée en cyan.

La lumière pénètre par le haut du tube et subit de multiples réflexions : sur le miroir primaire (sphérique), le miroir secondaire (hyperbolique), le premier miroir plan du train coudé MC1, le second miroir plan MC2, jusqu'à descendre l'axe polaire et rencontrer le miroir plan ME d'ÉMILIE. Ce dernier la dévie vers l'axe de la fibre optique, horizontal, orienté est-ouest.

Le croisillon en bas à gauche de la figure sur l'axe de la fibre optique rappelle les directions du zénith  $Z_0$ , du Nord  $Y_0$ , et du pôle  $Y_1$ . La direction  $Z_1$  est conservée lors du passage au niveau du miroir ME, comme on le constate sur le croisillon de l'axe polaire. On notera qu'au passage du miroir, l'image a subi un retournement par symétrie autour de  $Z_1$ . Des croisillons similaires sont placés sur l'ensemble du parcours suivi

<sup>25</sup>Sur une monture équatoriale, le télescope peut être à l'est de l'axe polaire de la monture, ou bien se placer à l'ouest.

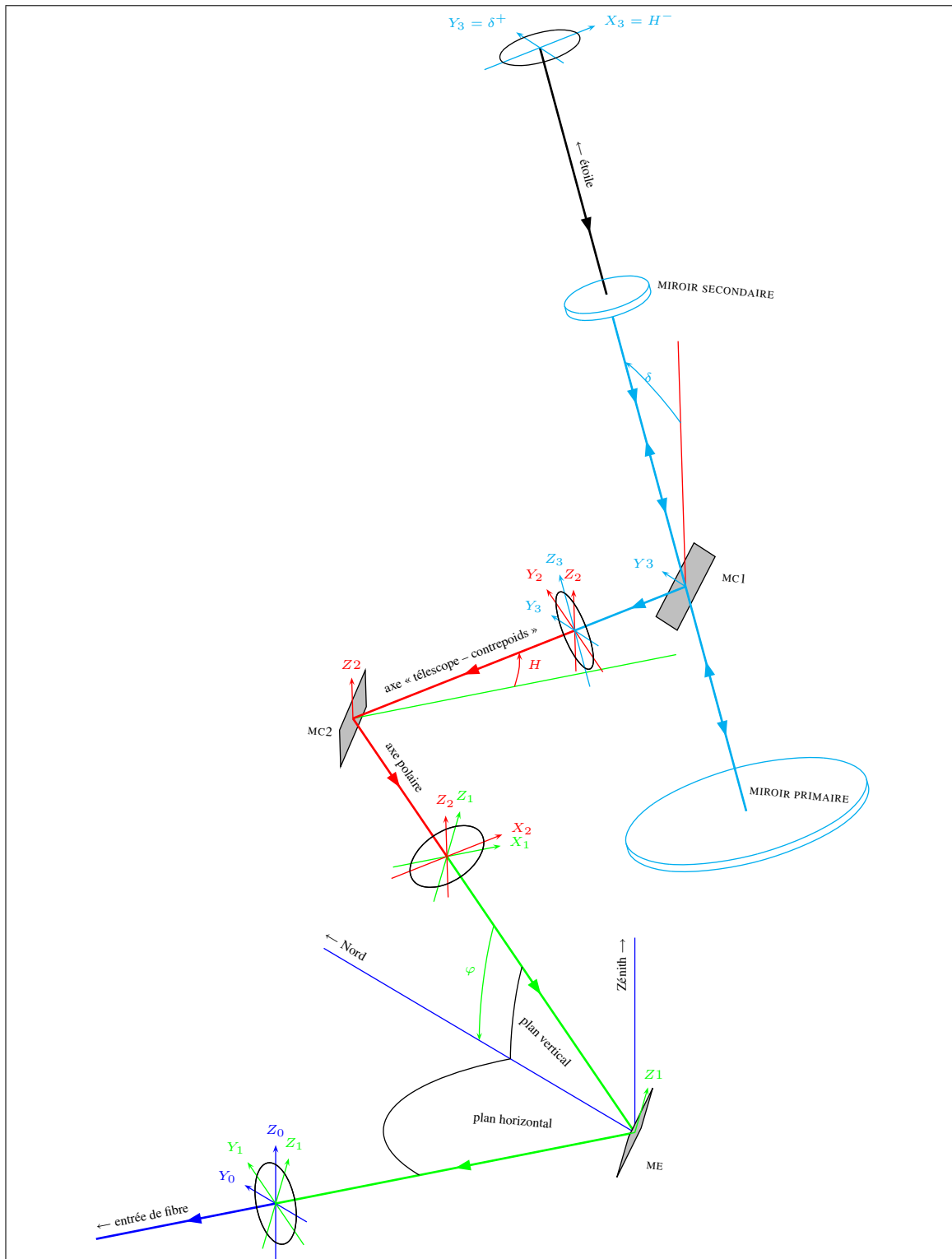


FIG. 7.33 – Paramétrage du train coudé du télescope de 152 cm de l'OHP.

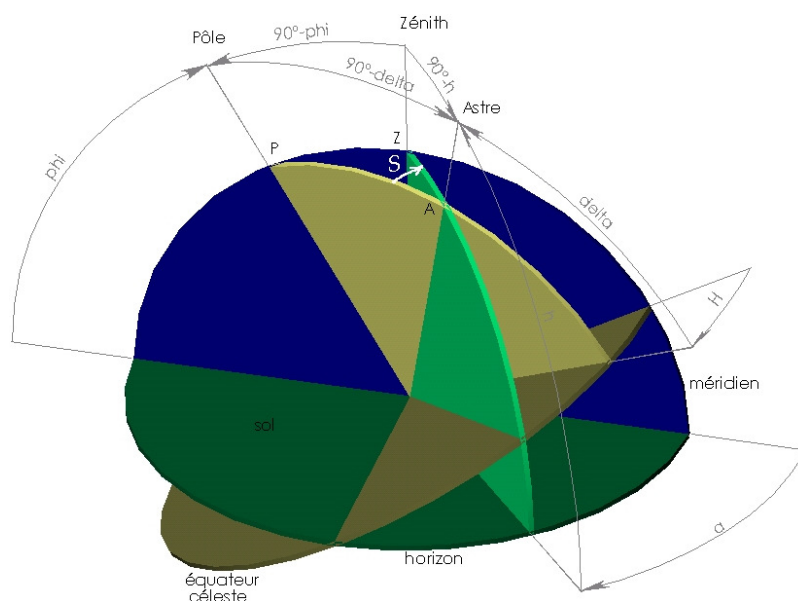


FIG. 7.34 – Passage des coordonnées horaires aux coordonnées équatoriales et réciproquement. Mise en évidence de l'angle parallactique  $S$ .

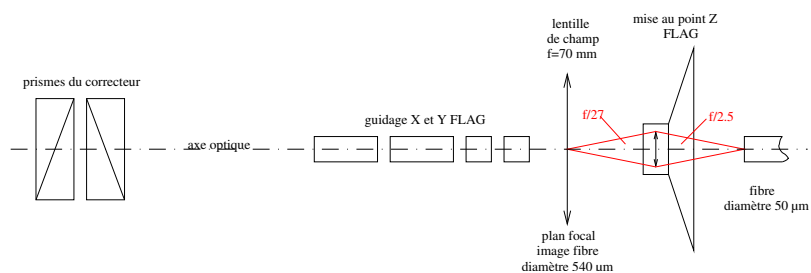


FIG. 7.35 – Configuration optique de la platine FLAG (vue partielle).

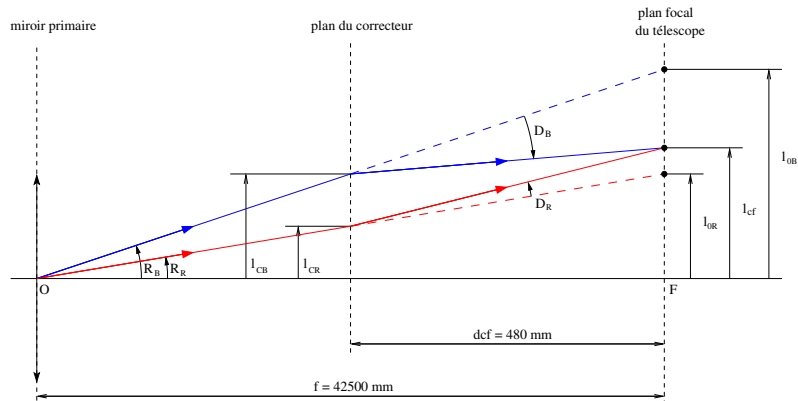


FIG. 7.36 – Paramétrage utilisé pour la formulation de la correction. L'échelle des distances n'est pas respectée.

par la lumière. Ils permettent de retrouver l'orientation de l'image à chaque passage de miroir. On détermine ainsi la rotation de champ pour le trajet complet, en fonction du pointage du télescope et de sa configuration<sup>26</sup>. Celle-ci vaut :

- lorsque le télescope est à l'est,

$$\rho = \frac{3\pi}{2} - \varphi - H + \delta \quad ; \quad (7.59)$$

- lorsque le télescope est à l'ouest,

$$\rho = \frac{\pi}{2} - \varphi - H - \delta \quad ; \quad (7.60)$$

où

- $\rho$  est la rotation de champ, positive dans le sens trigonométrique et vue depuis la fibre ;
- $\varphi$  est la latitude du lieu (pour l'OHP : +43°55'46"N, soit +43°55.77' ou encore +43.9293°) ;
- $H$  est l'angle horaire de l'observation ;
- $\delta$  est la déclinaison.

Un œil au plan focal du foyer coudé observant le ciel à travers le télescope après le miroir ME voit la direction des déclinaisons  $\delta^+$  faire un angle  $\rho$  avec la verticale ascendante de la salle, dans le sens trigonométrique.

**Angle parallactique.** Le passage des directions locales contenant la verticale ascendante  $h^+$  sur le ciel aux directions équatoriales contenant la direction des déclinaisons  $\delta^+$  fait appel à l'angle parallactique. Le paramétrage qui permet d'effectuer ce changement est illustré par la figure 7.34. L'observateur se situe au centre de la construction sphérique. On retrouve le plan contenant l'horizon, celui contenant l'équateur céleste, les directions du zénith  $Z$ , du pôle  $P$  et de l'astre  $A$ , ainsi que les angles

$a$  : l'azimut ;

$h$  : la hauteur, ou élévation ;

$\delta$  : la déclinaison ;

$H$  : l'angle horaire ;

$\varphi$  : la latitude du lieu d'observation ;

$S$  : l'angle parallactique.

L'angle parallactique  $S$  est formé au niveau de l'astre par la direction ascendante de sa ligne méridienne  $\delta^+$ , ou axe des déclinaisons, et la direction ascendante de la verticale  $h^+$ , ou axe des élévations. La trigonométrie sphérique appliquée au triangle sphérique  $(PZA)$  fournit les expressions

$$\sin Z \cos S = \sin \varphi \cos \delta - \cos \varphi \sin \delta \cos H \quad \text{et} \quad (7.61)$$

$$\sin Z \sin S = \cos \varphi \sin H \quad , \quad (7.62)$$

qui permettent d'isoler  $S$  par quelques lignes de code informatique.

<sup>26</sup>Le télescope à l'est, ou à l'ouest de l'axe polaire.



**Orientation du spectre.** Notons enfin que le miroir sphérique primaire est concave et retourne l'image. Au final, un œil au plan focal du foyer coudé qui observe le ciel à travers le télescope derrière le miroir ME voit la direction verticale ascendante  $h^+$  du ciel faire un angle  $(\rho - S + \pi)$  avec la verticale de la salle, dans le sens trigonométrique. C'est sur cette direction que s'étale le spectre de l'étoile, le rouge coté  $h^-$ , le bleu coté  $h^+$ .

### Amplitude du spectre dans le plan focal

Nous allons maintenant nous intéresser au réglage du demi-angle d'ouverture entre les deux prismes. Cet angle contrôle l'amplitude de la correction.

Le paramétrage du chemin optique allant du miroir du télescope au foyer coudé est présenté sur la figure 7.36. Cette figure montre le trajet optique pour une longueur d'onde dans le bleu (à 420 nm) et une dans le rouge (à 650 nm). On appelle :

- $R_B$  l'angle de la réfraction atmosphérique pour la longueur d'onde dans le bleu ;
- $R_R$  l'angle de la réfraction atmosphérique pour la longueur d'onde dans le rouge ;
- $f$  la focale du télescope ;
- $l_{0B}$  la position de l'image bleue de l'étoile dans le plan focal du télescope sans le système de correction ;
- $l_{0R}$  la position de l'image rouge de l'étoile dans le plan focal du télescope sans le système de correction ;
- $dcf$  la distance du plan de correction au plan focal du télescope ;
- $l_{CB}$  le centre du faisceau bleu dans le plan du correcteur ;
- $l_{CR}$  le centre du faisceau rouge dans le plan du correcteur ;
- $D_B$  la déviation du faisceau bleu par le correcteur ;
- $D_R$  la déviation du faisceau rouge par le correcteur ;
- $l_{cf}$  la position des faisceau bleu et rouge réunis dans le plan focal du télescope.

La méthode consiste à ramener les deux longueurs d'ondes extrêmes du spectre visible sur un même point du plan focal. Une solution unique existe, située entre leurs positions respectives en absence de correction. Cette solution conserve l'angle moyen de la réfraction atmosphérique mais annule presque intégralement l'effet de la dispersion atmosphérique.

Les angles et les distances de la figure 7.36 ne sont pas respectées pour faciliter sa lisibilité. En réalité, la dispersion atmosphérique est très petite devant l'angle moyen de la réfraction, et les deux chemins optiques rouge et bleu sont presque confondus. La figure peut donc être trompeuse, et nous inciter à vouloir ramener une longueur d'onde proche du point  $F$  sur l'axe optique. Mais cette méthode n'est pas judicieuse : l'amplitude de la correction apportée serait trop forte, et les autres longueurs d'ondes ne convergeraient plus au même point  $F$ .

Le correcteur fait donc disparaître le spectre formé par la dispersion atmosphérique au niveau du plan focal du télescope, mais ne corrige pas l'angle introduit par la réfraction atmosphérique. L'angle de réfraction est en fait rattrapé par le FLAG [54]. Voyons la formulation de cette correction :

Dans le plan du correcteur, la distance  $l_{C\lambda}$  du centre du faisceau à l'axe optique s'exprime, pour une longueur d'onde  $\lambda$ , en fonction de l'angle de la réfraction atmo-

sphérique  $R_\lambda$ ,

$$l_{C\lambda} = R_\lambda(f - dcf) . \quad (7.63)$$

Après passage à travers les prismes du correcteur, le rapprochement du faisceau vers l'axe optique s'exprime, en fonction de l'angle de déviation,

$$l_{cf\lambda} - l_{C\lambda} = dcf(D_\lambda - R_\lambda) . \quad (7.64)$$

La distance du faisceau à l'axe optique dans le plan focal du télescope s'exprime donc

$$l_{cf\lambda} = (f - dcf) \cdot R_\lambda + dcf \cdot (D_\lambda - R_\lambda) = f \cdot R_\lambda + dcf \cdot D_\lambda . \quad (7.65)$$

Pour rejoindre les deux longueurs d'ondes  $\lambda = B$  et  $\lambda = R$  dans le plan focal du télescope, il suffit d'écrire que  $l_{cfB} = l_{cfR}$ , soit

$$f(R_B - R_R) + dcf(D_B - D_R) = 0 , \quad (7.66)$$

soit encore

$$D_B - D_R = -\frac{f}{dcf}(R_B - R_R) . \quad (7.67)$$

Appelons  $D_\lambda^0$  la dispersion d'un prisme à incidence normale du correcteur à la longueur d'onde  $\lambda$ , et  $\alpha$  le demi-angle d'ouverture entre les prismes.  $D_\lambda^0$  répond à l'équation (7.58).

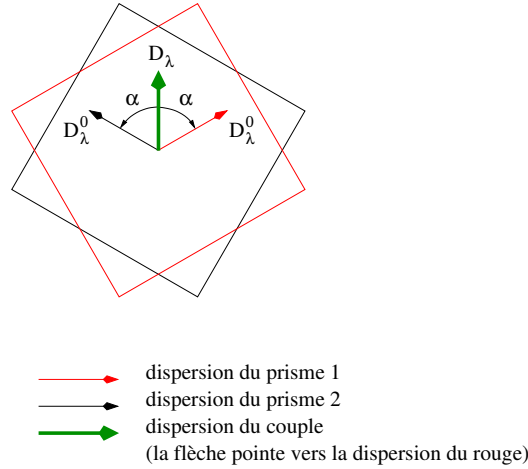


FIG. 7.37 – Demi-angle d'ouverture entre les prismes

La dispersion  $D_\lambda$  du couple de prismes pour  $\lambda = B$  et  $\lambda = R$  s'exprime alors

$$D_B = 2D_B^0 \cos \alpha , \quad (7.68)$$

et

$$D_R = 2D_R^0 \cos \alpha . \quad (7.69)$$

D'où l'expression de l'angle  $\alpha$  d'après les équations (7.67), (7.68) et (7.69) :

$$\cos \alpha = -\frac{f}{2dcf} \left( \frac{R_B - R_R}{D_B^0 - D_R^0} \right) . \quad (7.70)$$

Cette formulation superpose les images bleue et rouge de l'étoile dans le plan focal du télescope. Mais en pratique, les images de l'étoile aux longueurs d'ondes intermédiaires se retrouvent légèrement à l'écart. Ceci provient du fait que la variation de l'indice optique des prismes avec la longueur d'onde n'est pas exactement identique à celle de l'indice optique de l'air. En pratique, on améliore cette solution si on reporte légèrement l'image bleue et l'image rouge de l'étoile de part et d'autre de l'image à 850 nm qui sert de référence pour le guidage. La dispersion minimale dans le plan focal est ainsi obtenue pour

$$\cos \alpha = -1.0385 \frac{f}{2dcf} \left( \frac{R_B - R_R}{D_B^0 - D_R^0} \right). \quad (7.71)$$

La représentation de cette équation est représenté sur la figure (7.38). Le graphique du haut présente la position des images de l'étoile dans le plan focal, sans correction, en fonction de la longueur d'onde et de l'élévation de l'étoile. Les lignes à  $\pm 0.27$  mm représentent le diamètre de la fibre ré-imagé dans le plan focal. Ce graphique est à comparer à celui du centre, à la même échelle, pour lequel la correction suivant l'équation (7.71) est appliquée. Le graphique du bas est un zoom vertical du graphique du centre. Pour une étoile située  $30^\circ$  au dessus de l'horizon, le spectre s'étale sur  $48 \mu\text{m}$  dans le plan focal avec la correction, alors qu'il s'étendait sur  $412 \mu\text{m}$  sans la correction, soit une réduction de sa longueur d'un facteur 8,5. En reprenant le raisonnement du paragraphe 5.2, la correction a réduit la différence de vitesse radiale relative entre les ordres de  $35,9$  m/s à  $4,18$  m/s. Et si on ne tient plus compte des 3 premiers ordres violets-bleus à  $420\text{--}430$  nm, pour lesquels le flux récupéré demeure très faible, cette différence est réduite à  $1,74$  m/s. Le gain apporté par ce correcteur est donc très appréciable. On notera cependant que la correction n'est pas parfaite, et qu'il peut subsister sans doute encore une légère dérive des mesures corrélée à l'élévation de l'étoile lors des observations. Son importance dépend de la qualité du brouillage du faisceau par la fibre optique, et sera en ce sens grandement atténuée par l'installation prochaine d'un brouilleur d'image à double fibres (automne 2005).

### Angles de pilotage des prismes

Nous avons appelé l'angle moteur du prisme en amont  $\theta_1$  et l'angle moteur du prisme aval  $\theta_2$ . L'angle  $\theta_1$  est décomptés positivement dans le sens trigonométrique, l'angle  $\theta_2$  positivement dans le sens horaire, en raison de la configuration de montage des moteurs (placés face à face) et de leur interface logiciel. Ces angles s'expriment donc finalement :

- lorsque le télescope est à l'est (configuration générale),

$$\theta_1 = \frac{3\pi}{2} - \varphi - H + \delta - S + \alpha \quad (7.72)$$

$$\theta_2 = \frac{3\pi}{2} + \varphi + H - \delta + S + \alpha ; \quad (7.73)$$

- lorsque le télescope est à l'ouest (configuration rare),

$$\theta_1 = \frac{\pi}{2} - \varphi - H - \delta - S + \alpha \quad (7.74)$$

$$\theta_2 = \frac{\pi}{2} + \varphi + H + \delta + S + \alpha . \quad (7.75)$$

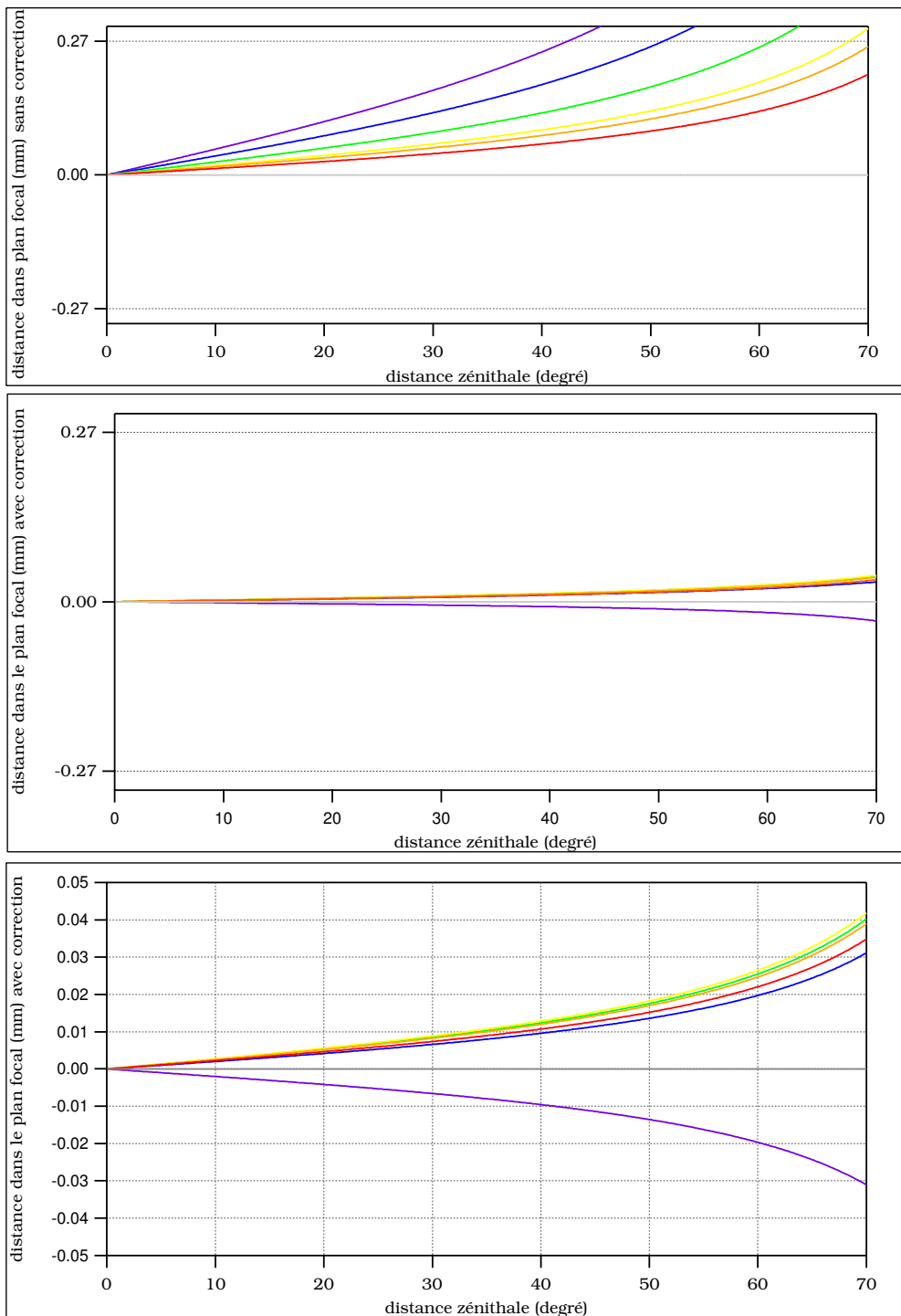


FIG. 7.38 – Position des couleurs dans le plan focal en fonction de la distance zénithale de l'étoile. En haut : sans correction, au centre et à la même échelle : avec correction, en bas : avec correction, zoom sur l'échelle verticale. Les lignes à  $\pm 0.27$  mm correspondent au diamètre de la fibre ré-imagé dans le plan focal.

### 5.5) Contrôle visuel en temps réel

La première caméra qui nous permettait de contrôler le guidage de l'étoile sur l'entrée de fibre était une caméra CCD noir et blanc. Nous l'avons remplacée en décembre 2002 par une caméra CCD couleur pour enregistrer les images pendant la campagne de mesure des vents sur Vénus. Cette nouvelle caméra est moins sensible que la caméra d'origine, mais nous l'avons conservée pour deux raisons : elle s'interface très simplement avec l'informatique, ce que ne permettait pas la première caméra, et ce qui nous permet à présent d'enregistrer les images si nous le souhaitons ; de plus, l'image couleur nous permet de surveiller le fonctionnement du correcteur en temps réel.

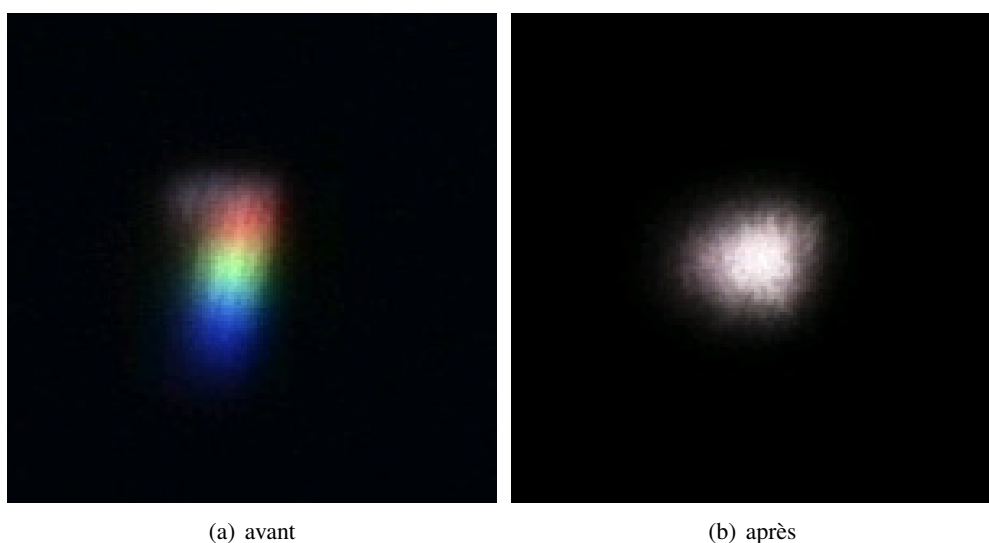


FIG. 7.39 – Images couleurs agrandies de Procyon, avant et après l'application de la correction. (À gauche et à droite : sommes de 3 images de 4,5 secondes de temps de pose. Temps de pose résultant : 13,5 secondes. Le *seeing* vaut environ 3 secondes d'arc.)

La caméra de contrôle récupère la lumière renvoyée par une lame à faces parallèles placée à  $45^\circ$  sur le faisceau. Une seule face de la lame est traitée par un anti-reflet. Seule la face non traitée dévie environ 2% du flux vers la caméra, la quantité de lumière restante continuant en direction du spectrographe. La figure 7.39 contient deux images en couleurs de *Procyon*. La première a été enregistrée peu avant la mise en marche du correcteur, la seconde peu de temps après. Lors de ces enregistrements, *Procyon* se trouvaient environ  $35^\circ$  au dessus de l'horizon. Une fois les prismes convenablement orientés, la correction est visuellement parfaite.

## 6) Le traitement dit *en direct*

Nous allons décrire à présent, pas à pas, la démarche de l'AAA pour suivre les variations de vitesse radiale des étoiles lors des campagnes d'observation.

### 6.1) Opérations préliminaires en début de campagne

Le spectromètre ÉMILIE, l'AAA et tous les périphériques – électroniques et informatiques – sont arrêtés entre les campagnes d'observation. L'instrumentation est réveillée quelques jours avant une nouvelle campagne. Le pompage de la cuve et la stabilisation thermique du spectromètre, qui nécessitent plusieurs jours de stabilisation, sont mis en marche une semaine avant la première nuit d'observation.

#### Réglage du spectromètre

Ces périodes pendant lesquelles le spectromètre n'est plus asservi introduisent une dérive mécanique, provenant essentiellement de l'absence de régulation thermique. Elle atteint typiquement le km/s et provoque entre deux campagnes un décalage des spectres sur le CCD de près d'un pixel. La première opération consiste donc, avant toute observation sur le ciel, à repositionner convenablement la caméra. Bien que l'AAA mesure les déplacements des spectres sur le CCD au 1/1000<sup>e</sup> de pixel près, ce positionnement n'a pas besoin d'être aussi précis : un positionnement initial au 1/10<sup>e</sup> de pixel est suffisant. En théorie, cette opération n'est pas indispensable au fonctionnement de l'AAA ; elle permet surtout de s'assurer que les premiers spectres acquis au cours de la nouvelle campagne ne seront pas trop décalés par rapport aux spectres des campagnes précédentes, ceci afin de faciliter l'asservissement. Rappelons que l'un des principes de l'AAA est de repositionner les spectres sur les mêmes pixels, et que la mesure de vitesse radiale est d'autant meilleure que le décalage entre les spectres est faible.

La manipulation est simple : nous verrouillons tout d'abord la fréquence de l'oscillateur local à 8 GHz, de manière à bloquer la fréquence du laser accordable pilote. Nous verrouillons ensuite l'écartement des lames du Fabry-Pérot en asservissant le maximum de la cannelure du 32 182<sup>e</sup> ordre d'interférence à la fréquence du laser pilote. Nous enregistrons alors un spectre de lumière issue du Fabry-Pérot (FP).

Nous comparons le spectre obtenu au spectre FP de référence des séquences à travers la cuve à iode, enregistré au cours de la première campagne d'observation et réalisé dans les mêmes conditions. Le décalage entre les deux spectres est estimé à l'œil, en pixel ou mieux en quelques fractions de pixel. La caméra est déplacée de la quantité opposée en pilotant manuellement le chariot Micro-Contrôle<sup>®</sup> qui supporte la caméra. La procédure est répétée autant de fois que nécessaire jusqu'à obtenir un résultat satisfaisant. Il ne s'agit pas de réaliser un positionnement précis du spectre sur le spectre de référence, mais d'anticiper le rôle de l'asservissement contrôlé par l'AAA en minimisant leur décalage initial.

La position de la caméra qui fait coïncider le spectre du Fabry-Pérot au spectre FP de référence pour l'iode s'appelle le *point zéro* du spectromètre.

#### Vérification de la stabilité à long terme

Le fonctionnement du système est aussitôt vérifié en effectuant une séquence de mesure sur l'iode. La cuve à iode permet de simuler le spectre d'une étoile stable en laboratoire. Comme le spectre de l'iode ne subit aucun décalage Doppler, la réponse de l'AAA doit être 0 m/s exactement. Cette méthode permet par ailleurs de suivre la stabilité de l'AAA à très long terme.

Nous avons mesuré (J. Schmitt) la stabilité de l'ensemble ÉMILIE + AAA à 60 cm/s sur une période de six mois [Schmitt, Bertaux, 2000]. Elle représente la meilleure performance mondiale à ce jour en terme de stabilité instrumentale pour un spectromètre. La mesure pourrait être affinée davantage encore en ne considérant que les ordres du spectre de l'iode très riches en raies d'absorption. Actuellement, les ordres spectraux pris en compte pour ces mesures sont les mêmes que ceux utilisés pour les étoiles. Dans le spectre de l'iode, certains de ces ordres ne présentent qu'un continuum sans raie. L'amélioration consisterait à les supprimer du traitement pour se concentrer sur les seuls ordres contenant de l'information.

Actuellement, cette mesure n'est faite qu'au début de chaque campagne. Elle permet de s'assurer que les mesures qui seront prises pendant la nouvelle campagne d'observation ne présenteront pas de décalage de vitesse avec celles des campagnes précédentes. Il sera certainement raisonnable de faire cette mesure chaque début de nuit, pour s'assurer de la stabilité d'ÉMILIE et de l'AAA pendant la campagne elle-même. Depuis maintenant deux ans, la stabilité d'ÉMILIE est très bonne. Mais certains paramètres, comme la température de la cuve à vide, la pression interne et la mise au point du spectrographe, influencent très sensiblement la stabilité du spectromètre.

## 6.2) Mesures sur ciel

### Prise de références

Lorsqu'une étoile n'a encore jamais été observée avec l'AAA, la première opération consiste à enregistrer deux spectres de référence. Un spectre de la lumière de l'étoile et un spectre de la lumière issue du Fabry-Pérot accordable, qui constitue la référence de l'AAA. La démarche est la suivante :

- le spectromètre ÉMILIE est placé sur son point zéro en déplaçant manuellement le chariot Micro-Contrôle<sup>®</sup> qui soutient la caméra. L'actionneur piézo-électrique, qui contrôle le déplacement ultra fin de la caméra, est placé à mi-course ;
- le Fabry-Pérot accordable est placé dans sa configuration de référence, c'est à dire la cannelure du 32 182<sup>e</sup> ordre d'interférence bloquée par le laser pilote, lui-même bloqué par l'oscillateur local à la fréquence de 8 GHz ;
- l'informatique prend le relais...

Le programme effectue alors :

- deux poses sur l'étoile, d'une durée de 10 minutes chacune ;
- puis aussitôt deux poses sur le Fabry-Pérot, de 4 secondes ;
- la correction des rayons cosmiques sur les poses étoile, par comparaison des deux poses ;
- l'extraction des spectres *Étoile* et de *Fabry-Pérot*, après somme des poses deux à deux. Ces deux spectres sont appelés *Réf\_étoile* et *Réf\_FP*.

Les quatre images et les deux spectres sont sauvegardées au format FITS sur le serveur d'ÉMILIE dans le dossier \\Émilie\Observations\Etoile\Reference\.

La date considérée pour l'acquisition de ces spectres est calculée comme la date correspondant au centre barycentrique<sup>27</sup> de l'éclairement des deux poses *Étoile*, situé à

<sup>27</sup>L'instant du centre barycentrique d'éclairement de la pose est mesuré à partir du signal infrarouge de l'étoile intégré dans le temps. Ce signal est à l'origine récupéré pour le système FLAG d'autoguidage de

peu près entre les deux poses. Elle est appelée la *date de référence* pour l'étoile considérée. Elle est portée par l'entête FITS des images et des spectres, comme nous le verrons au paragraphe 6.4.

### Suivi des étoiles en vitesse radiale

L'AAA permet alors de mesurer les variations de vitesse radiale de l'étoile entre la date de référence et toute date courante. Le séquençement de l'opération s'effectue de la manière suivante :

**Positionnement de la caméra :** Le serveur de la platine laser calcule tout d'abord la composante de la variation de vitesse radiale due à la Terre, entre la date de référence et la date courante. La valeur est envoyée au serveur d'ÉMILIE qui déplace la caméra d'une quantité équivalente en m/s. Il replace ainsi le prochain spectre de l'étoile sur à peu près les mêmes pixels qu'à la date de référence. La variation de vitesse radiale due au mouvement de la Terre peut atteindre  $\pm 30$  km/s. L'amplitude correspond à un déplacement maximal des raies spectrales de l'étoile dans le plan focal du spectrographe égale à une quarantaine de pixels du CCD.

**Positionnement du Fabry-Pérot :** Le serveur de la platine laser pilote ensuite le laser accordable pour modifier l'écartement des lames du Fabry-Pérot, de manière à générer un décalage équivalent Doppler du spectre de référence *Réf\_FP*. Ce spectre suit ainsi à peu près le même décalage Doppler que le spectre stellaire et va se retrouver lui aussi sur à peu près les mêmes pixels du CCD qu'à la date de référence.

**Cycle de mesure :** Le système effectue ensuite le cycle automatique suivant :

1. Le spectromètre effectue une pose sur l'étoile, aussitôt suivie d'une pose sur la référence AAA (via le Fabry-Pérot). Les images CCD sont récupérées par le serveur d'ÉMILIE et sauvegardées au format FITS dans le dossier `\\Émilie\Observations\Etoile\Sequence\Image\`.
2. Le serveur d'ÉMILIE extrait les spectres étoile et Fabry-Pérot après une correction rudimentaire des rayons cosmiques, sans faire de correction du flat-field ni du blaze du réseau. Il les sauvegarde au format FITS dans le dossier `\\Émilie\Observations\Etoile\Sequence\Spectre\`.
3. Le serveur d'ÉMILIE calcule alors les signaux d'erreur suivant :
  - $\Delta ET$ , l'écart, en fraction de pixel, entre le spectre de référence étoile *Réf\_étoile* et le spectre étoile courant. La valeur est transcrite en m/s, connaissant l'échantillonnage en longueur d'onde  $R$  :

$$\delta V(m/s) = \frac{c}{R} \times \delta_{\text{pixels}} ; \quad (7.76)$$

- $\Delta FP$ , l'écart, en fraction de pixels, entre le spectre de référence Fabry-Pérot *Réf\_FP* et le spectre Fabry-Pérot courant. La valeur est comme précédemment transcrite en m/s.

---

l'étoile sur l'entrée de fibre.



Il sauvegarde les deux valeurs, en m/s, dans le fichier `\\Émilie\Observations\Etoile\Sequence\VR\vr.dat`, avec les dates des poses étoile et Fabry-Pérot exprimées en jour julien. Il les envoie ensuite au serveur de la platine laser.

4. Le spectromètre se repositionne :
  - le serveur d'ÉMILIE commande un déplacement de la caméra équivalent à  $-\Delta ET$ , de façon à repositionner le prochain spectre de l'étoile sur les mêmes pixels qu'à la date de référence. Le CCD suit ainsi les raies stellaires ;
  - le serveur de la platine laser commande un écartement supplémentaire des lames du Fabry-Pérot de  $-(\Delta FP - \Delta ET)$ , de façon à repositionner le prochain spectre de la référence AAA également sur les mêmes pixels qu'à la date de référence. Il sauvegarde la valeur<sup>28</sup> de l'écartement des lames dans le fichier `\\PC_LASER\date_nuit\nom_ettoile.vr`. Il calcule la composante de la vitesse radiale due à la Terre et la joint au fichier.

Fin d'un cycle de mesure. Si le serveur d'ÉMILIE n'a pas reçu de l'opérateur une consigne marquant la fin de la séquence, il entame un nouveau cycle de mesure à l'alinéa 1.

### 6.3) Calculs postérieurs

Le spectre cannelé issu du Fabry-Pérot accordable est piloté de façon à suivre la fuite Doppler du spectre stellaire. Pour mesurer le décalage Doppler du spectre stellaire, il suffit de mesurer le décalage équivalent Doppler du spectre cannelé. Celui-ci est piloté par le laser accordable, qui bloque la position de l'une de ses cannelures. La position de cette cannelure, c'est-à-dire la longueur d'onde de son maximum, est donc directement reliée à la fréquence du laser accordable. Pour connaître le décalage Doppler du spectre cannelé, l'AAA mesure très précisément la fréquence de ce laser. La variation de vitesse radiale s'exprime

$$\Delta V R_{\text{laser}} = c \frac{\Delta f}{f} . \quad (7.77)$$

où  $\Delta f$  correspond à la variation de fréquence du laser accordable que l'AAA a dû imposer pour suivre le décalage Doppler de l'étoile.

Sa valeur contient la fuite du spectre stellaire, la composante propre au mouvement de la Terre, et les erreurs de positionnement des spectres sur le CCD. Le serveur d'ÉMILIE mesure de son côté ces erreurs, les écarts de vitesse entre les spectres stellaire et cannelé de la date courante avec leur spectre de référence respectif. Ce sont les valeurs  $\Delta ET$  et  $\Delta FP$  mesurés à chaque cycle. Nous avons donc accès à la variation de vitesse de l'étoile depuis la date de référence, puisqu'elle s'exprime

$$\Delta V R_{\text{étoile}} = \Delta V R_{\text{laser}} - \Delta V R_{\text{Terre}} - (\Delta ET - \Delta FP) . \quad (7.78)$$

Le serveur de la platine laser sauvegarde la valeur  $\Delta V R_{\text{laser}} - (\Delta ET - \Delta FP)$  ainsi que la valeur de  $\Delta V R_{\text{Terre}}$  (voire paragraphe 6.4). Pour obtenir la seule vitesse de l'étoile, il suffit donc de soustraire la seconde de la première.

---

<sup>28</sup>en m/s

#### 6.4) Fichiers de sauvegardes

Les deux serveurs enregistrent les images CCD, les spectres et le résultat de leurs calculs dans des fichiers que nous allons maintenant détailler.

##### Entêtes FITS

Les images CCD et les spectres extraits sont enregistrés au format FITS (*Flexible Image Transport System*), le standard adopté par la communauté astronomique pour l'échange et la sauvegarde de données. Les tableaux 7.2 et 7.3 présentent le contenu de leurs entêtes pour une étoile prise en exemple.

TAB. 7.2 – Entête FITS des images (ici, l'image de référence n°1 de l'étoile HR3951).

SIMPLE =	T	/ file does conform to FITS standard
BITPIX =	16	/ number of bits per data pixel
NAXIS =	2	/ number of data axes
NAXIS1 =	1024	/ length of data axis 1
NAXIS2 =	1024	/ length of data axis 2
EXTEND =	T	/ FITS dataset may contain extensions
BZERO =	32768	/ offset data range to that of unsigned short
BSCALE =	1	/ default scaling factor
NOM =	'hr3951 1'	/ Nom objet
JJ =	2452299.54877893	/ jour julien
DATE =	'25/01/2002'	/ La date du milieu de pose
HEURE =	'01:10:14'	/ L'heure du milieu de pose
TPOSE =	600	/ Temps de pose en seconde
ALPHA =	'05h 14m 00s'	/ Alpha de l'étoile
DELTA =	'-08d 11m 00s'	/ Delta de l'étoile
NORDRE =	50	/ Nombre d'ordres localises
GCCD =	2	/ Gain du CCD

TAB. 7.3 – Entête FITS des spectres (ici, le spectre de référence de l'étoile HR3951).

SIMPLE =	T	/ file does conform to FITS standard
BITPIX =	-64	/ number of bits per data pixel
NAXIS =	2	/ number of data axes
NAXIS1 =	1024	/ length of data axis 1
NAXIS2 =	60	/ length of data axis 2
EXTEND =	T	/ FITS dataset may contain extensions
NOM =	'Etoile reference.spectre'	/Nom
JJ =	2452299.55234664	/ jour julien
DATE =	'25/01/2002'	/ La date du milieu de pose
HEURE =	'01:15:22'	/ L'heure du milieu de pose T
TPOSE =	600	/ Temps de pose en seconde
ALPHA =	'05h 14m 00s'	/ Alpha de l'étoile
DELTA =	'-08d 11m 00s'	/ Delta de l'étoile
NORDRE =	50	/ Nombre d'ordres localises
GCCD =	2	/ Gain du CCD
GASS =	1.16880439183222	/ Gain de l'asservissement en vr
NCYCLE =	155	/ Nombre d'observations effectuees

**Le fichier `nom_étoile.vr`**

Le serveur de la platine laser sauvegarde ses données dans un fichier différent pour chaque étoile, appelé `nom_étoile.vr`, par exemple `51Peg.vr` ou `hr3951.vr`. Le fichier contient 5 colonnes et une ligne par cycle de mesure. Ses colonnes portent les informations suivantes :

<i>date</i>	<i>heure</i>	<i>nsec</i>	$\Delta VR_{\text{cor}}$	$\Delta VR_{\text{Terre}}$
-------------	--------------	-------------	--------------------------	----------------------------

où

- *date* est la date de la pose, au format dd/mm/yy ;
- *heure* est l'heure de la pose, au format hh:mm:ss ;
- *nsec* est égale au nombre de secondes depuis le premier janvier de l'année ; la date considérée correspond au barycentre de l'éclairement de la pose ;
- $\Delta VR_{\text{cor}}$  est égal à  $\Delta VR_{\text{laser}} - (\Delta ET - \Delta FP)$ , en mm/s ;
- $\Delta VR_{\text{Terre}}$  est composante de vitesse radiale due au mouvement de la Terre à l'instant défini par *nsec*, en mm/s.

**Le fichier `vr.dat`**

Le serveur d'ÉMILIE sauvegarde en plus des images et les spectres au format FITS, un fichier appelé `vr.dat` qui contient 1 ligne par cycle de mesure constituée des 8 colonnes suivantes :

<i>cycle</i>	<i>Date&amp;Heure</i>	$JD_{\text{Étoile}}$	$JD_{\text{FP}}$	$\Delta ET$	$\Delta FP$	$\Delta ET_{\text{int}}$	$\Delta FP_{\text{int}}$
--------------	-----------------------	----------------------	------------------	-------------	-------------	--------------------------	--------------------------

où

- *cycle* est le n° du cycle ;
- *Date&Heure* contient la date et l'heure de la pose, au format dd/mm/yy hh:mm:ss ;
- $JD_{\text{Étoile}}$  est le jour julien du milieu de la pose étoile ;
- $JD_{\text{FP}}$  est le jour julien du milieu de la pose Fabry-Pérot ;
- $\Delta ET$  est l'écart, en fraction de pixel, entre le spectre de référence étoile *Réf\_étoile* et le spectre étoile courant, en m/s ;
- $\Delta FP$  est l'écart, en fraction de pixels, entre le spectre de référence Fabry-Pérot *Réf\_FP* et le spectre Fabry-Pérot courant, en m/s ;
- $\Delta ET_{\text{int}}$  la somme des écarts intégrés  $\Delta ET$  depuis le début de la séquence ; la valeur est utilisée par l'asservissement ; elle est exprimée en m/s ;
- $\Delta FP_{\text{int}}$  la somme des écarts intégrés  $\Delta FP$  depuis le début de la séquence ; la valeur est utilisée par l'asservissement ; elle est exprimée en m/s.

**7) Le programme de post-traitement optimisé**

L'AAA repose dès son origine sur un ensemble d'asservissements pour s'affranchir de toute dérive instrumentale. Grâce à ce principe, largement géré par informatique, les données ne nécessitent que très peu de réduction. Mais l'AAA est un prototype et un instrument de *Recherche & Développement*. Pour atteindre sa meilleure performance, il faut pouvoir contrôler régulièrement ses comportements, interpréter les phénomènes inattendus et améliorer l'instrumentation en conséquence. Pour cela,

nous avons entrepris le codage d'une chaîne informatique de post-traitement. La nouvelle chaîne informatique est donc dédiée aux traitements logiciels à posteriori. Son objectif est triple :

- 1° permettre une analyse du comportement actuel du spectrographe et de l'AAA, avec une insistance particulière sur le calcul des signaux d'erreur utilisés par les asservissements ;
- 2° définir un environnement informatique identique à celui de l'OHP, mais indépendant de celui-ci, pour permettre d'améliorer le logiciel de traitement en direct sans interférer avec la version actuelle. Cet environnement permet aussi de développer de nouveaux traitements. Une fois validés, ces programmes peuvent être installés au sein du logiciel qui pilote réellement le spectrographe ÉMILIE et l'AAA. En ce sens, l'environnement du post-traitement est une copie en cours d'amélioration de l'environnement du traitement de l'OHP.
- 3° permettre une correction des données acquises avant les mises à jours logicielles, par l'application d'un traitement correctif dans l'environnement du post-traitement. À l'OHP, pour limiter les temps morts, il n'est pas raisonnable de consacrer plus d'une dizaine de secondes au calcul des signaux d'erreur ; aussi, lorsque le temps de calcul nécessaire aux nouveaux traitements est trop important (cas de l'extraction spectrale optimisée par exemple), le traitement d'origine est conservé. L'environnement du post-traitement est alors utilisé hors des campagnes d'observation pour affiner le calcul.

Le *traitement en direct* est le logiciel qui fait fonctionner ÉMILIE et l'AAA à l'OHP. Il fournit les résultats des mesures directement pendant les observations. Le *post-traitement* est le programme nouvellement développé. Il permet une nouvelle réduction des données brutes, enregistrés par le traitement en direct pendant les campagnes d'observation. Il comporte 5 modules :

1. un module d'**étalonnage spectral**, qui réalise l'étalonnage absolu du spectrographe pris dans sa position de référence ;
2. un module d'**extraction spectrale optimisée**, à partir des images du CCD ;
3. un module de **correction d'étirement** des spectres de référence (Étoile et Fabry-Pérot), corrigeant l'écart entre un étirement Doppler et une translation de la caméra, avant comparaison aux spectres des poses courantes ;
4. un module de **calcul optimisé des signaux d'erreur** des asservissements, qui assurent le suivi du déplacement des raies du spectre stellaire et des cannelures du spectre du Fabry-Pérot ;
5. un module de **correction des valeurs de vitesses radiales** issues du traitement en direct, en faveur des différents résultats calculés par le post-traitement.

Ces modules, non indépendants, sont ordonnés. Ils sont à appliquer dans l'ordre énoncé.

### 7.1) L'étalonnage spectral

L'étalonnage spectral du spectromètre ÉMILIE est un peu particulier. Compte tenu du déplacement des fentes d'entrée et/ou de sorties du spectromètre, il n'a de sens que pour une configuration connue et fidèlement reproductible. La position est appelée

le *point zéro* du spectromètre. Elle est utilisée notamment pour l'enregistrement des spectres de référence.

L'étalonnage spectral n'est pas utilisé par le traitement en direct, mais il est incontournable pour le post-traitement. Plusieurs modules y font référence<sup>29</sup>. Il doit intervenir comme la première opération du post-traitement. Cependant, il n'est pas nécessaire de l'actualiser tant que le spectrographe n'a pas subi de modification optique, telle que le démontage-remontage du miroir ou du réseau par exemple.

### Le point zéro du spectromètre

Pour étalonner le spectromètre en longueur d'onde, il faut lui définir une position de référence. Les fentes d'entrée et/ou de sortie d'ÉMILIE sont en effet mobiles pour permettre à l'AAA de suivre le décalage Doppler provoqué par les mouvements de la Terre et des étoiles. Grâce à ce système, les longueurs d'onde peuvent se déplacer dans le plan focal, de près de 40 pixels, pour conserver en permanence le profil des raies spectrales sur les mêmes pixels du CCD, au 1/1000<sup>e</sup> de pixel près, malgré le décalage Doppler important imposé par la Terre.

Nous avons défini cette position de référence à partir d'un spectre de l'iode, appelé *le spectre de référence sur iode*. La cuve à iode nous permet de simuler le spectre d'une étoile en laboratoire sans décalage Doppler au cours du temps. Aussi, chaque fois que nous mesurons la variation de vitesse du spectre de l'iode avec ÉMILIE et l'AAA, comme nous le ferions pour une étoile ordinaire, la boucle d'asservissement de l'AAA positionne la fente d'entrée et/ou la caméra d'ÉMILIE de manière à repositionner le même profil spectral sur le CCD. Comme le spectre ne subit pas de décalage Doppler, nous retrouvons quelle que soit la date les mêmes longueurs d'ondes dans ses pixels<sup>30</sup>. Nous appelons cette configuration le *point zéro* du spectromètre.

L'étalonnage précis des spectres d'ÉMILIE n'est en soit pas nécessaire pour le fonctionnement de l'AAA, qui mesure des variations de vitesse radiale par rapport à une date de référence. Nous l'avons entrepris pour comprendre certains phénomènes et pour le confort des observations. Il n'est en effet pas toujours agréable de fonctionner en aveugle. Cet étalonnage nous servira également pour simuler différentes méthodes de compensation du décalage Doppler au niveau du spectromètre.

Par convention, nous enregistrons toujours les spectres de référence après avoir préalablement placé le spectromètre sur son point zéro. Ainsi, l'étalonnage en longueur d'onde du spectre de référence sur iode est applicable à tous les spectres de référence en général.

### Étalonnage en longueur d'onde du point zéro

Le spectromètre placé sur sa position de référence (son point zéro), nous enregistrons le spectre d'une lampe au thorium argon introduite à la place de la cuve à iode. Nous localisons les ordres spectraux sur le CCD et procédons à l'extraction du spectre. La chaîne de post-traitement est pour cela très utile. L'étalonnage présenté ici utilise les images enregistrées au cours de la campagne d'observation de novembre 2002.

<sup>29</sup>la correction de l'écart *stretch-shift* en particulier, expliqué au paragraphe 4.

<sup>30</sup>La dérive instrumentale du spectromètre est en particulier d'elle même compensée.

Le spectre de la lampe source au thorium présente un très grand nombre de raies d'émission, sans continuum. Nous retenons 392 raies réparties sur 47 ordres spectraux, soit 8 raies d'émission par ordre environ. Chaque raie est localisée au  $1/10^e$  de pixel près par la position du centre de la largeur à mi-hauteur. Leur longueur d'onde a pu être préalablement identifiée à partir du *Thorium-Argon Spectral Atlas* (<http://www.noao.edu/kpno/specatlas/thar/thar.html>).

À partir des longueurs d'ondes des quelques raies par ordre et de leur position, nous interpolons les longueurs d'ondes de tous les pixels spectraux en utilisant un fit polynomial d'ordre 2 sur chaque ordre. Nous obtenons alors les coefficients de l'équation du second degré

$$\lambda(\text{pix}) = A_0 + A_1 \times \text{pix} + A_2 \times \text{pix}^2 \quad (7.79)$$

où  $\text{pix}$  est le pixel courant de 0 à 1023, et  $\lambda$  la longueur d'onde en angström. Ces coefficients sont présentés dans le tableau 7.4 ('oe' représente le numéro de l'ordre extrait ; il vaut 136 - n° de l'ordre réseau). Nous obtenons ainsi une excellente estimation de la longueur d'onde pour tous les spectels. L'équipe de l'Observatoire de Genève utilise ce type de lampe pour étalonner chaque spectre stellaire de façon absolue en longueur d'onde (ÉLODIE, CORALIE, HARPS).

## 7.2) L'extraction spectrale

L'extraction spectrale consiste à extraire le profil d'un spectre à partir de son image CCD. Dans le cas d'un spectre échelle, l'opération cache deux problématiques : la localisation des ordres spectraux sur le CCD et l'extraction spectrale spectel à spectel. Pour ÉMILIE, ces deux opérations sont assurées par deux programmes logiciels distincts. La localisation précède bien sûr toujours l'extraction.

Les versions d'origine de ces deux programmes étaient toutes deux incorrectes dans le traitement en direct. Reposant chacune sur une méthode simplifiée, les spectres extraits présentaient des incohérences [66] : des erreurs de localisation pour les ordres spectraux situés dans le rouge, des sauts réguliers d'intensité, des pixels corrigés à tort des rayons cosmiques, etc. Le premier objectif du post-traitement fut d'améliorer ces deux programmes. Au cours du développement, en été 2001, une version assurait de bons résultats et put être rapidement intégrée au sein du traitement en direct. Nous avons poursuivi son développement pour obtenir une version plus fiable encore. Elle pourra être intégrée au traitement en direct au cours de l'évolution d'ÉMILIE vers ÉMILIE 2.

Le développement d'un programme d'extraction optimal et automatique est difficile. Toutes les sources parasites doivent être connues, aussi plusieurs versions de ces programmes ont ainsi vu le jour. Les fonctions de localisation des ordres et d'extraction spectrale sont chaque fois distinctes mais étroitement liées l'une à l'autre. C'est en ce sens qu'elles forment un module unique. Je ne présente ici que leur version finale<sup>31</sup>.

Enfin, contrairement à la version initiale du traitement en direct, le nouveau traitement assure parallèlement le calcul des barres d'erreur. Les bruits de photon, de lecture et d'échantillonnage mesurés au paragraphe 3.8 sont en particulier pris en compte dès l'extraction et attribués à chaque pixel du CCD. Les barres d'erreur sont utilisées ensuite pour le calcul des signaux d'erreur des asservissements.

<sup>31</sup>Version 2003 07 18-HK3-StSh3.

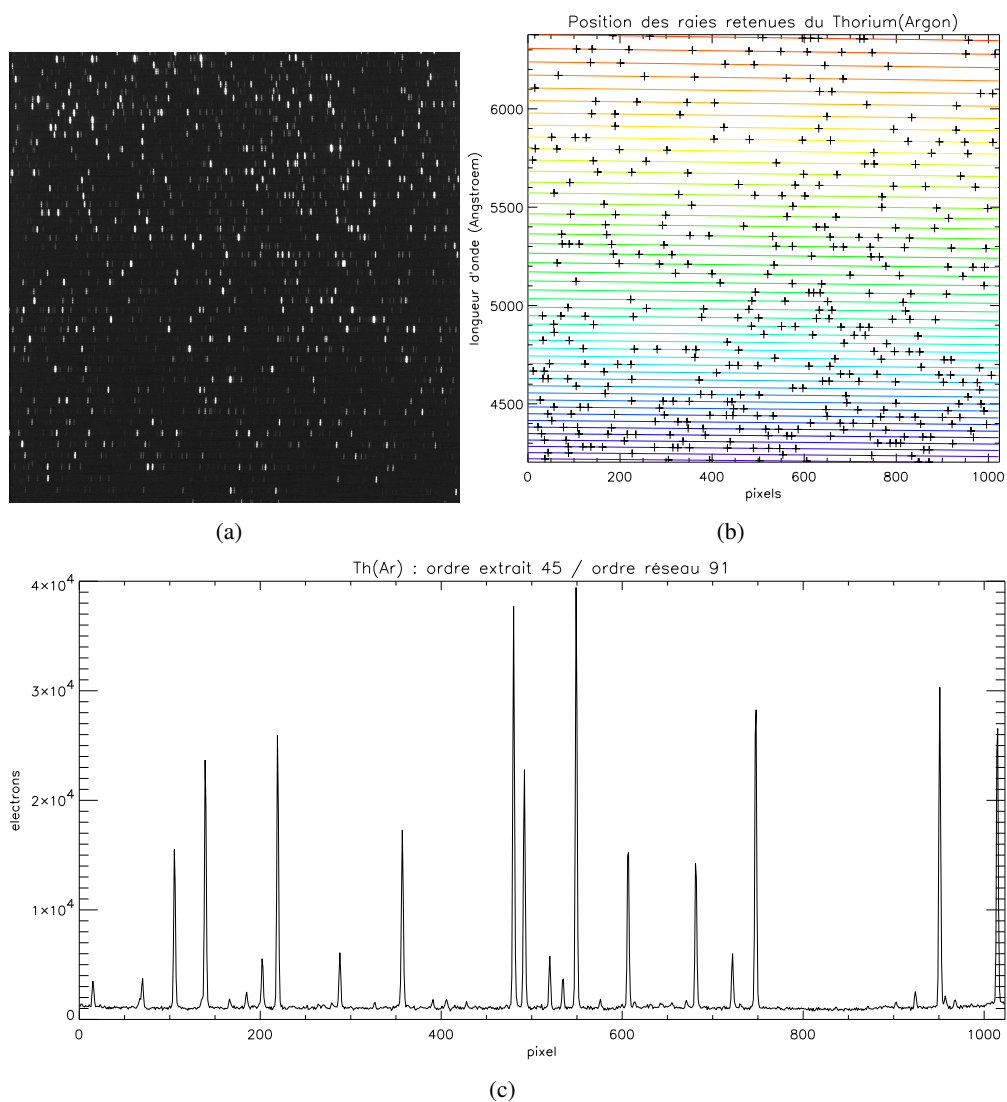


FIG. 7.40 – En haut à gauche (a) : image brute du spectre de la lampe source au thorium argon. En haut à droite (b) : localisation des ordres spectraux et position des raies d'émission retenues pour l'étalonnage en longueur d'onde. En bas (c) : ordre réseau numéro 91 (ordre extrait numéro 45).

oe	$A_0$	$A_1$	$A_2$	$\lambda_{\text{init}}$	$\lambda_{\text{centre}}$	$\lambda_{\text{exit}}$
0	4220.7805	-0.019373810	-4.3564369×10 <sup>-7</sup>	420.05050	421.07461	422.07783
1	4252.0407	-0.019531733	-4.2780266×10 <sup>-7</sup>	423.16127	424.19291	425.20381
2	4283.7666	-0.019682852	-4.2856518×10 <sup>-7</sup>	426.31844	427.35773	428.37632
3	4315.9666	-0.019823460	-4.3886063×10 <sup>-7</sup>	429.52305	430.57013	431.59645
4	4348.6559	-0.019978513	-4.3815898×10 <sup>-7</sup>	432.77618	433.83118	434.86531
5	4381.8423	-0.020129662	-4.4064610×10 <sup>-7</sup>	436.07896	437.14200	438.18404
6	4415.5399	-0.020283396	-4.4619872×10 <sup>-7</sup>	439.43252	440.50374	441.55379
7	4449.7609	-0.020445705	-4.4564884×10 <sup>-7</sup>	442.83806	443.91758	444.97576
8	4484.5148	-0.020605472	-4.4857111×10 <sup>-7</sup>	446.29678	447.38474	448.45119
9	4519.8157	-0.020761697	-4.5942984×10 <sup>-7</sup>	449.80995	450.90649	451.98134
10	4555.6773	-0.020928360	-4.6143144×10 <sup>-7</sup>	453.37886	454.48412	455.56750
11	4592.1131	-0.021096977	-4.6380439×10 <sup>-7</sup>	457.00486	458.11897	459.21104
12	4629.1361	-0.021271028	-4.6338866×10 <sup>-7</sup>	460.68931	461.81243	462.91333
13	4666.7615	-0.021446159	-4.6561402×10 <sup>-7</sup>	464.43366	465.56593	466.67581
14	4705.0015	-0.021614752	-4.7574593×10 <sup>-7</sup>	468.23938	469.38094	470.49995
15	4743.8761	-0.021802038	-4.7256249×10 <sup>-7</sup>	472.10798	473.25899	474.38729
16	4783.3983	-0.021988162	-4.7294786×10 <sup>-7</sup>	476.04105	477.20167	478.33940
17	4823.5808	-0.022165531	-4.8218016×10 <sup>-7</sup>	480.04020	481.21060	482.35792
18	4864.4512	-0.022361860	-4.8239326×10 <sup>-7</sup>	484.10713	485.28746	486.44453
19	4906.0130	-0.022544835	-4.9369770×10 <sup>-7</sup>	488.24357	489.43400	490.60099
20	4948.2938	-0.022740994	-4.9468599×10 <sup>-7</sup>	492.45131	493.65202	494.82909
21	4991.3081	-0.022922626	-5.2175398×10 <sup>-7</sup>	496.73223	497.94339	499.13072
22	5035.0802	-0.023132711	-5.1407909×10 <sup>-7</sup>	501.08824	502.31005	503.50780
23	5079.6161	-0.023314806	-5.3038823×10 <sup>-7</sup>	505.52135	506.75398	507.96234
24	5124.9691	-0.023561126	-5.0803415×10 <sup>-7</sup>	510.03361	511.27726	512.49641
25	5171.1268	-0.023771971	-5.1494498×10 <sup>-7</sup>	514.62717	515.88204	517.11218
26	5218.1215	-0.023981111	-5.2309224×10 <sup>-7</sup>	519.30425	520.57053	521.81186
27	5265.9814	-0.024209237	-5.1883232×10 <sup>-7</sup>	524.06714	525.34505	526.59777
28	5314.7255	-0.024422360	-5.3645763×10 <sup>-7</sup>	528.91823	530.20798	531.47230
29	5364.3824	-0.024653225	-5.4011098×10 <sup>-7</sup>	533.85998	535.16180	536.43794
30	5414.9765	-0.024890118	-5.3914648×10 <sup>-7</sup>	538.89497	540.20908	541.49727
31	5466.5332	-0.025127070	-5.4659257×10 <sup>-7</sup>	544.02586	545.35249	546.65295
32	5519.0827	-0.025372407	-5.4732935×10 <sup>-7</sup>	549.25542	550.59482	551.90778
33	5572.6469	-0.025604042	-5.6548642×10 <sup>-7</sup>	554.58651	555.93892	557.26464
34	5627.2677	-0.025858845	-5.6893246×10 <sup>-7</sup>	560.02213	561.38782	562.72652
35	5682.9723	-0.026129109	-5.6276751×10 <sup>-7</sup>	565.56538	566.94461	568.29655
36	5739.7811	-0.026367323	-5.8857946×10 <sup>-7</sup>	571.21950	572.61253	573.97798
37	5797.7441	-0.026639001	-5.8684700×10 <sup>-7</sup>	576.98783	578.39495	579.77417
38	5856.8883	-0.026909559	-5.9527702×10 <sup>-7</sup>	582.87388	584.29539	585.68864
39	5917.2545	-0.027191289	-5.9817664×10 <sup>-7</sup>	588.88130	590.31749	591.72505
40	5978.8775	-0.027473627	-6.0550006×10 <sup>-7</sup>	595.01387	596.46504	597.88723
41	6041.7981	-0.027770226	-6.0759647×10 <sup>-7</sup>	601.27555	602.74203	604.17914
42	6106.0516	-0.028053530	-6.1906890×10 <sup>-7</sup>	607.67045	609.15256	610.60492
43	6171.6936	-0.028358525	-6.2361765×10 <sup>-7</sup>	614.20287	615.70095	617.16891
44	6238.7567	-0.028645613	-6.5568348×10 <sup>-7</sup>	620.87729	622.39169	623.87563
45	6307.3027	-0.028983303	-6.3758833×10 <sup>-7</sup>	627.69838	629.22945	630.72977
46	6377.3648	-0.029299267	-6.5200895×10 <sup>-7</sup>	634.67102	636.21911	637.73627
(47)				(641.81)	(643.37)	(644.90)
(48)				(649.11)	(650.69)	(652.23)
(49)				(656.57)	(658.17)	(659.73)
(50)				(664.21)	(665.83)	(667.41)

TAB. 7.4 – Étalonnage des ordres spectraux, le spectromètre dans sa position de référence : coefficients de l'équation du second degré  $\lambda(\text{pix}) = A_0 + A_1 \times \text{pix} + A_2 \times \text{pix}^2$  en angström, et longueur d'onde initiale ( $\lambda_{\text{init}}$ ), centrale ( $\lambda_{\text{centre}}$ ) et finale ( $\lambda_{\text{exit}}$ ) en nm. Le terme 'oe' représente le numéro de l'ordre extrait ; il vaut 136 - n° de l'ordre réseau.



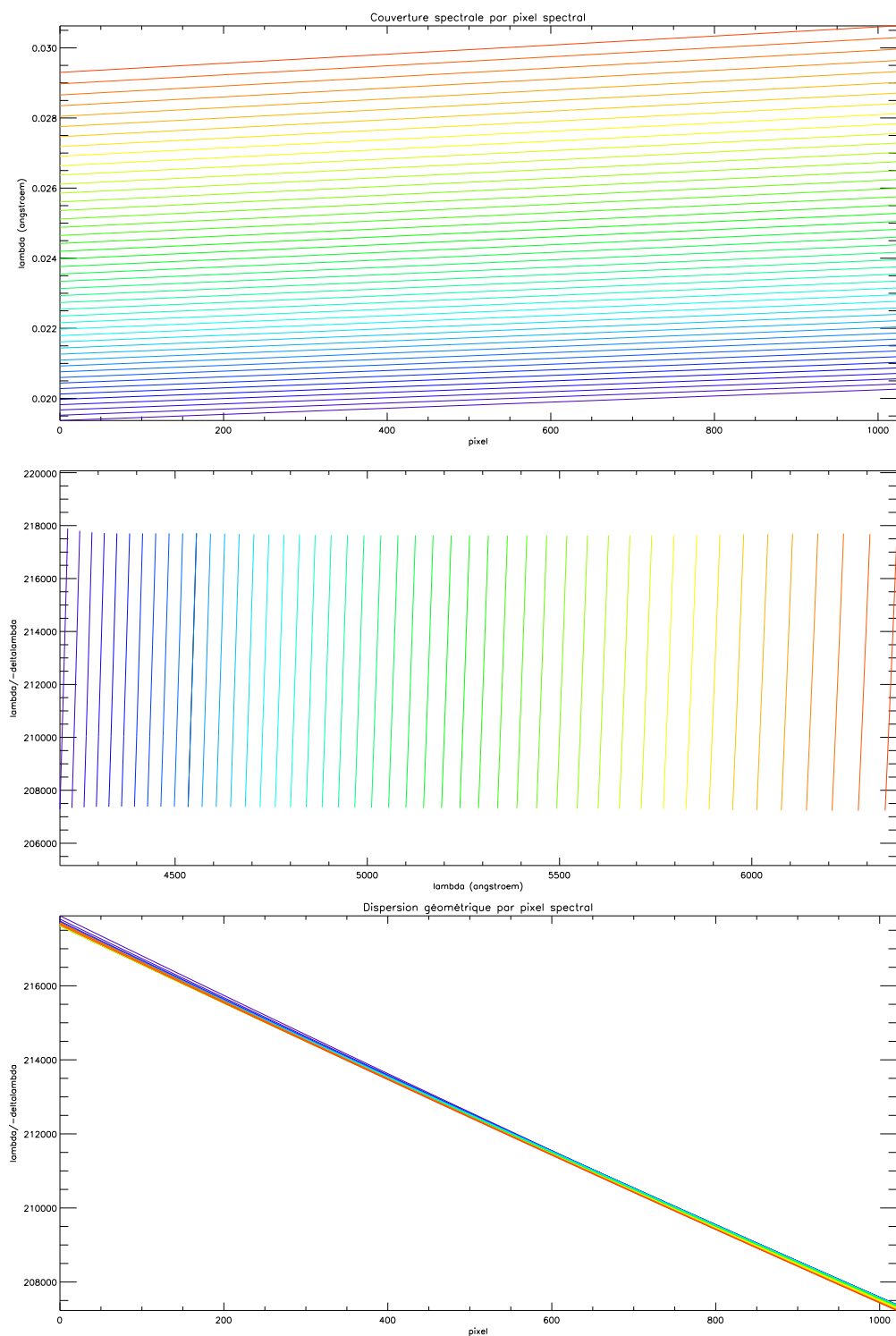


FIG. 7.41 – Étalonnage des ordres spectraux. En haut : couverture spectrale des spectraux ; au centre : dispersion géométrique en fonction de la longueur d'onde ; en bas : dispersion géométrique en fonction du numéro des spectraux.

### La localisation des ordres

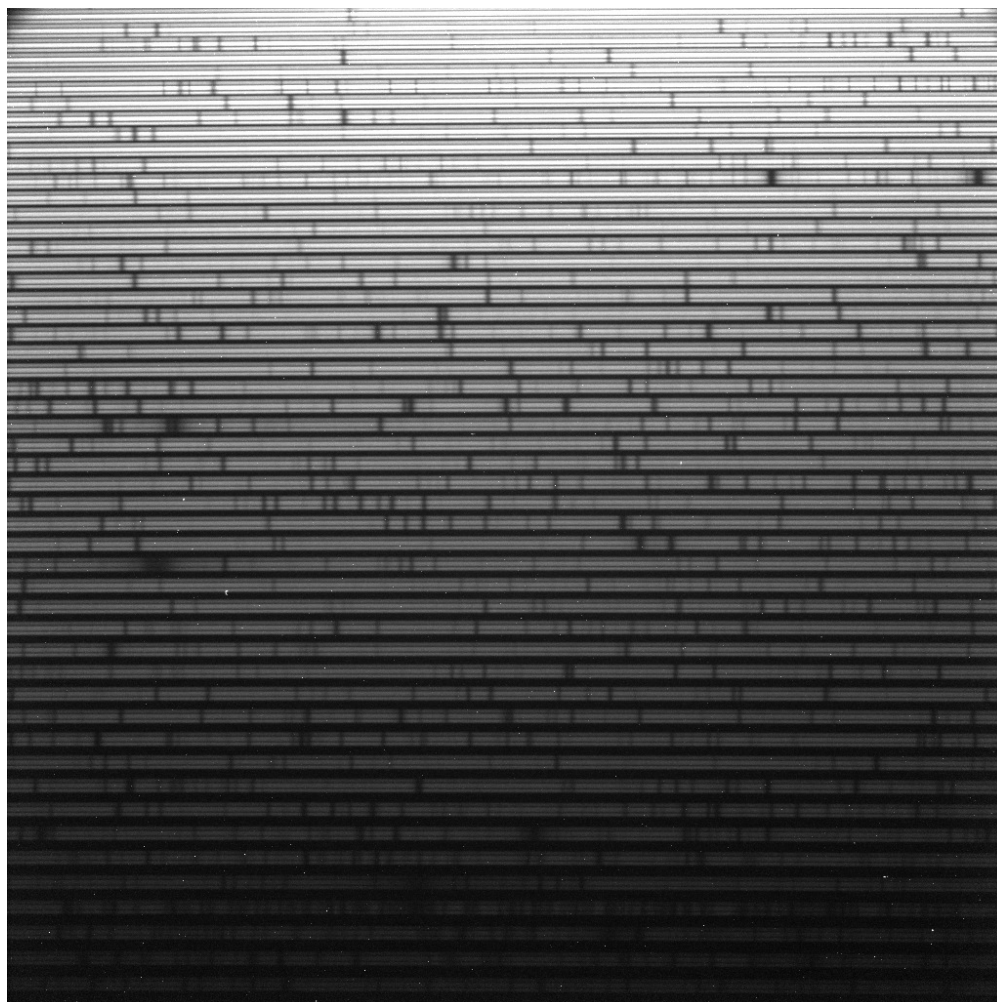
Le CCD du spectromètre est éclairé par 50 ordres du spectre échelle, presque verticaux. Pour minimiser la fuite des électrons d'un pixel dans un pixel d'un spectel voisin lors de la lecture, nous avons tourné la caméra d'un demi-tour autour de l'axe optique. Les images brutes obtenues présentent ainsi les ordres presque horizontaux (figure 7.42). Les ordres rouges se situent vers le haut de l'image, les ordres bleus vers le bas. Chaque ordre spectral est découpé en trois bandes parallèles. Ce découpage est produit par un découpeur d'images 3 tranches situé dans le spectromètre peu après la sortie de la fibre optique, dont l'image joue le rôle de la fente d'entrée. On remarque la signature de nombreux rayons cosmiques (les points les plus blancs, certains présentent une traînée) et la structure granulaire du courant d'obscurité visible dans la partie sombre de l'image. Nous remarquons également la présence de vignetage dans les quatre coins.

Les ordres ne sont pas régulièrement espacés. S'ils sont largement séparés dans le domaine bleu (partie basse de l'image), ils se rapprochent progressivement et se chevauchent même dans le domaine rouge. L'ancienne méthode du traitement direct ne permettait pas d'extraire les 7 ordres les plus rouges pour lesquels les profils se mélangent. Ce nouveau traitement les localise tous.

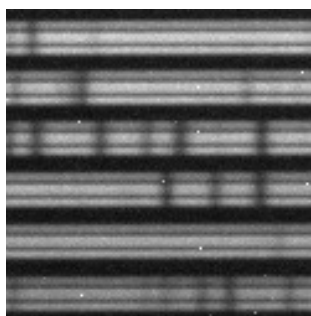
Les images enregistrées par ÉMILIE fonctionnent par couple. Chaque spectre stellaire est associée à un spectre cannelé de la lampe au Xénon et du Fabry-Pérot. L'enregistrement du spectre cannelé ne suit jamais celui du spectre stellaire de plus de 15 secondes ; ce temps est suffisamment court pour négliger la dérive instrumentale entre les deux poses. Aussi, les ordres spectraux ne sont localisés que sur les images du spectre cannelé, et nous supposons leur localisation identique pour les spectres d'étoile. Ce choix est conditionné par le fort rapport signal sur bruit des spectres cannelés, grâce à la grande luminosité de la lampe au Xénon, alors qu'il est très faible pour les spectres d'étoile.

Pendant l'observation, la caméra se déplace pour compenser le décalage Doppler introduit par le mouvement de la Terre, du moins principalement. Ce déplacement mécanique n'est pas parallèle à tous les ordres car les ordres eux-mêmes ne sont pas parallèles entre eux. S'ils sont horizontaux à mi-hauteur du CCD, les ordres rouges et violets sont inclinés. La pente des ordres extrêmes atteint  $\pm 5$  pixels en vertical sur la largeur du CCD, soit un décalage progressif d'une ligne toutes les 200 colonnes du CCD. En 1 heure d'observation, la variation maximale de vitesse introduite par la Terre peut atteindre 75 m/s. Le déplacement équivalent de la caméra, pour compenser cette variation, vaut près de 0,053 pixel. Sur une si courte distance, la position verticale des ordres extrêmes sur le CCD ne varie que de 0,000 26 ligne. Cela reste très faible, inférieur au  $1/1000^{\circ}$  de pixel. Nous pouvons donc légitimement supposer la localisation identique pour toutes les images d'une même séquence de mesure. C'est le choix retenu pour le traitement en direct.

En revanche, la caméra subit aussi des déplacements plus importants, notamment à six mois d'intervalle. Pour compenser l'effet Doppler imposé par la révolution de la Terre, la caméra se déplace ainsi d'une distance équivalente jusqu'à 42 pixels entre les deux dates. Le déplacement vertical des ordres extrêmes atteint dans ce cas 0,2 ligne sur le CCD, ce qui représente maintenant beaucoup en regard de la précision recherchée. Une nouvelle localisation est alors indispensable. Malheureusement, l'opération



(a) image CCD complète  $1024 \times 1024$  pixels.



(b) image zoom  $125 \times 125$  pixels.

FIG. 7.42 – Image CCD du spectre de référence d' $\eta Cas$

n'est pas assurée par le traitement en direct qui se contente d'une localisation au point de référence<sup>32</sup> du spectromètre.

Le module de localisation spectrale du post-traitement peut à l'inverse localiser la position des ordres sur le CCD pour chaque couple d'images, de manière à supprimer une éventuelle dérive mécanique dans le sens transversal aux ordres spectraux. Car comme nous le verrons, un spectel n'est pas construit par une simple somme du signal des pixels pris le long du profil transversal. Mais voyons d'abord la nouvelle méthode de localisation des ordres.

**Pré-traitements sur image** La localisation utilise l'image du spectre cannelé. Après soustraction de l'offset et du courant d'obscurité, nous corrigeons le signal des pixels frappés par les rayons cosmiques en comparant l'image aux deux autres enregistrement les plus proches. Nous appliquons ensuite un filtre pour lisser les cannelures. Ce filtre est une convolution de chaque ligne avec une gaussienne large de 25 pixels et de 5 pixels d'écart-type. L'opération facilite la localisation des ordres et l'image lissée, que nous appellerons  $Im_{profil}$ , sera ensuite utilisée pour connaître le profil transversal d'éclairement des ordres lors de l'extraction proprement dite.

Comme les ordres extrêmes ne sont pas parallèles aux lignes du CCD mais légèrement inclinés, ce filtre risque d'élargir sensiblement leur profil transversal. Or l'extraction est optimisée pour exploiter au mieux ce profil. Les paramètres de la gaussienne ont été optimisés pour offrir le maximum de lissage des cannelures le long des lignes et un élargissement imperceptible le long des colonnes. Nous l'avons vu, la pente maximale des ordres sur le CCD vaut 1 ligne toutes les 200 colonnes. Les paramètres choisis n'élargissent pas le profil transversal le long des colonnes de plus de 0,025 pixels. L'idéal serait de disposer d'une image du spectre continu de la lumière de la lampe au Xénon. On pourrait à l'avenir l'enregistrer au tout début d'une nouvelle séquence sur une étoile. Pour les campagnes de mesures passées, ce filtre convient cependant parfaitement.

**Découpage en bandes** Nous recherchons alors la position des minimums entre les ordres, colonne à colonne. L'image est ainsi découpée en bandes pseudo-horizontales où chaque bande contient un – et un seul – ordre spectral. Les bandes ne sont pas strictement horizontales. Leur largeur correspond à l'espace inter-ordre. Celle-ci varie de 21 pixels dans le bleu au bas de l'image à 15 pixels dans le rouge dans sa partie haute.

L'opération suivante consiste à localiser la position exacte des ordres spectraux, larges d'environ 15 pixels, au sein de chaque bande. Nous recherchons donc sur chaque colonne de chaque bande spectrale (le futur spectel) la position verticale optimale d'une fenêtre de dimension donnée pour qu'elle capte le maximum de flux. Les ordres sont larges d'un peu plus de 15 pixels mais le résultat est affiné avec une fenêtre haute de 13 pixels seulement, de manière à couper les pieds du profil, en particulier lorsque les ordres se chevauchent.

Enfin, une fois la position de chaque ordre spectral localisée au pixel près, un fit bidimensionnel d'ordre 3 (meilleur que d'ordre 2) permet d'affiner la position détectée à la fraction de pixel, de manière à supprimer le pas d'échantillonnage propre au CCD

<sup>32</sup>Son point *zéro*, défini pour l'enregistrement des poses de référence.

et l'influence d'éventuels rayons cosmiques persistants, point chauds ou toute autre source parasite. Nous obtenons ainsi les positions en fraction de pixel du centre du profil transversal des ordres spectraux sur tout le CCD, que nous regroupons au sein d'une table de position appelée  $\text{Tab}_{\text{loc}}$ . L'image filtrée  $\text{Im}_{\text{profil}}$  ( $1024 \times 1024$ ) et la table de position  $\text{Tab}_{\text{loc}}$  ( $51 \times 1024$ ) sont alors sauvegardées sur disque pour être reprises plus tard par le programme d'extraction.

### L'extraction

L'extraction des spectres est inspirée de la méthode proposée par Keith HORNE [67]. Elle est plus lente qu'une simple somme du signal sur la largeur des bandes de localisation, mais elle permet d'obtenir le rapport signal sur bruit optimal grâce à une pondération pixel à pixel par l'inverse des variances. La fonction développée pour ÉMILIE calcule parallèlement la variance du signal spectral spectel à spectel.

Les ordres spectraux sont découpés en trois bandes étroites et parallèles par le découpeur d'image. Le profil d'éclairement transversal (vertical) n'est pas uniforme : au sein d'un futur spectel, certains pixels sont davantage éclairés que d'autre. Comme le bruit de photons varie comme la racine carré du nombre de photons reçus, le rapport signal sur bruit des pixels davantage éclairés est meilleur. À l'inverse, le signal des pixels peu éclairés, ceux du pied de tache ou des zones inter-bandes du profil en particulier, est presque dominé par le bruit. L'idée consiste donc à pondérer le signal des pixels par un poids d'autant plus fort que leur rapport signal sur bruit est élevé.

La fonction utilise la table de localisation  $\text{Tab}_{\text{loc}}$ , l'image filtrée  $\text{Im}_{\text{profil}}$ , l'image brute  $\text{Im}_{\text{spectre}}$  du spectre à extraire, et les images d'offset  $\text{Im}_{\text{offset}}$  et de courant d'obscurité  $\text{Im}_{\text{dark}}$  selon le gain du CCD utilisé.

**Profil d'éclairement.** La fonction commence par construire le profil d'éclairement  $P$  du futur spectel. Elle extrait pour cela de l'image  $\text{Im}_{\text{profil}}$  la fenêtre verticale haute de  $1 \times 16$  pixels centrée autour de la position définie par la table de localisation  $\text{Tab}_{\text{loc}}$ . Nous avons justement construit l'image  $\text{Im}_{\text{profil}}$  à partir d'une image du spectre cannelé pour que son signal élevé nous permette d'accorder une très bonne confiance au profil mesuré.

On se souviendra que la position exacte du centre de l'ordre est connue à mieux qu'une valeur entière de pixel. Aussi, le profil d'éclairement est-il extrait non pas sur 15 mais 16 pixels. Nous ne considérons cependant qu'une fraction du signal pour les premiers et derniers pixels extraits, selon la partie fractionnaire de la position verticale du profil. Ainsi, si le centre du spectel n°537 est défini à 128,25 pixel de hauteur sur le CCD, le profil d'éclairement du spectel est extrait sur la colonne 537 des lignes 131 à 136 (soit 16 pixels en hauteur), mais nous ne considérons que 75% du signal du premier pixel extrait et à 25% du dernier. De cette façon, le profil extrait change de ligne progressivement d'un spectel au suivant, sans provoquer de saut de flux artificiel.

On définit le profil d'éclairement extrait normalisé  $P_n$  comme le profil  $P$  normalisé par son flux total. Il s'exprime ainsi

$$P_n[i] = \frac{P[i]}{\sum_i P[i]}. \quad (7.80)$$

La grandeur  $P_n[i]$  représente la part de lumière reçu par le pixel  $i$  du profil extrait par rapport au flux intercepté par la totalité du spectel. On remarquera justement que

$$0 < P_n[i] < 1, \quad (7.81)$$

et que

$$\sum_i P_n[i] = 1. \quad (7.82)$$

**Éclairement reçu.** La fonction extrait de la même façon le profil du signal spectral  $S_{ADU}$  sur l'image  $Im_{spectre}$ , après correction de l'offset et du courant d'obscurité. Le signal des 16 pixels extraits est exprimé en ADU. La fonction le convertit en électron en considérant le gain approprié de la chaîne de lecture du CCD. Nous le noterons ici  $S_e$ . La fonction applique le même traitement aux premier et dernier pixels du profil extrait.

La mesure précise des deux gains de la caméra fait l'objet du paragraphe (3.7).

**Barres d'erreur.** La fonction calcule ensuite les barres d'erreurs  $\sigma_{S_e}$  des pixels du signal spectral extrait  $S_e$ , à partir des bruits d'électron, d'échantillonnage et de lecture du CCD. Le bruit d'électron est poissonnien, sa variance vaut la valeur du signal corrigé ajoutée de celle du courant d'obscurité, toutes deux exprimées en électron. La mesure précise des bruits d'échantillonnage et de lecture du CCD fait l'objet du paragraphe (3.8). Ces sources de bruits étant indépendantes, leur variances s'ajoutent. La variance du signal mesuré vaut ainsi

$$\begin{aligned} Var(S_e) &= Var(S_e) + Var(S_{obscurité}) + \sigma_{\mathcal{L}}^2 \\ \text{soit} \\ VarS_e &= S_e + S_{obscurité} + \sigma_{\mathcal{L}}^2. \end{aligned}$$

**Estimateur.** La fonction construit alors, pour les 16 pixels, l'estimateur  $E$  défini par

$$E[i] = \frac{S_e[i]}{P_n[i]}. \quad (7.83)$$

Comme  $S_e[i]$  représente la quantité de lumière monochromatique reçue par le pixel  $i$  et  $P_n[i]$  la part de lumière reçue par rapport au 16 pixels du spectel, la grandeur  $E[i]$  définit l'estimation du signal total prononcée par le seul pixel  $i$ . La fonction calcule aussi sa variance, qui s'exprime

$$VarE[i] = Var\left(\frac{S_e[i]}{P_n[i]}\right) \quad (7.84)$$

$$= \frac{VarS_e}{P_n^2[i]} \quad (7.85)$$

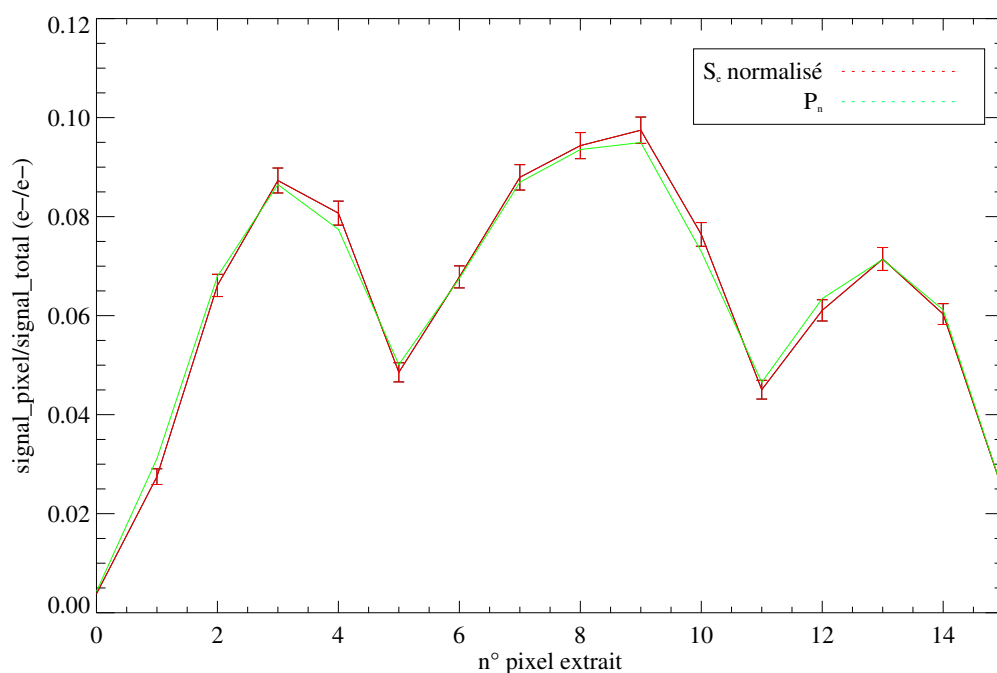


FIG. 7.43 – Construction du spectel n° 700, ordre extrait n° 21, du spectre de référence de l'étoile  $\beta$ Vir. En vert : profil d'éclairement. En rouge : signal mesuré sur le CCD et barres d'erreur à  $3\sigma$ . Les deux profils sont normalisés par rapport au signal total des 16 sous-pixels extraits.

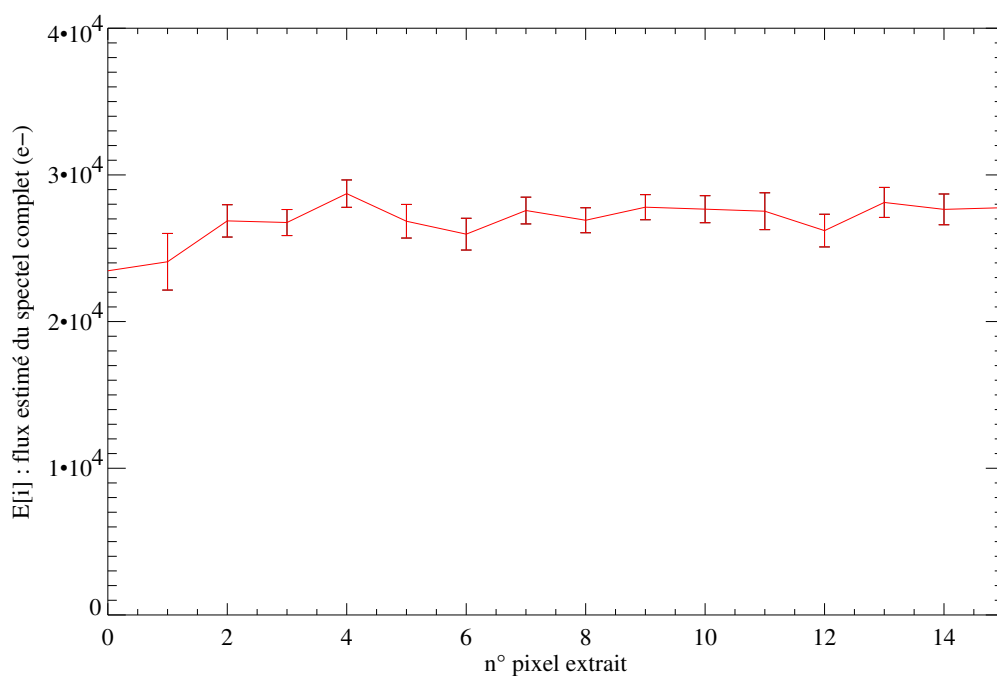


FIG. 7.44 – Construction du spectel n° 700, ordre extrait n° 21, du spectre de référence de l'étoile  $\beta$ Vir : flux total du spectel complet estimé par chaque sous-pixel extrait, et barres d'erreur à  $3\sigma$ .

**Signal spectral.** Les 16 pixels du spectel offrent ainsi chacun une estimation  $E$  d'une même grandeur, le flux total perçu par le spectel. Comme on s'y attend, l'expression de sa variance montre que l'estimation est d'autant meilleure que la part de lumière reçue est grande. Nous construisons donc le signal  $A$  du spectel comme la moyenne des 16 estimations, pondérée par l'inverse de leur variance. Il s'exprime ainsi

$$A = \frac{\sum_i q_i \times E[i]}{\sum_i q_i}, \quad (7.86)$$

où

$$q_i = \frac{1}{\text{Var}E[i]}. \quad (7.87)$$

La fonction calcule également sa variance, qui s'exprime

$$\text{Var}A = \text{Var} \left( \frac{\sum_i q_i \times E[i]}{\sum_i q_i} \right) \quad (7.88)$$

$$= \frac{\sum (q_i^2 \times \text{Var}E[i])}{(\sum q_i)^2} \quad (7.89)$$

$$= \frac{1}{\sum q_i}. \quad (7.90)$$

**Traitement des rayons cosmiques** Les rayons cosmiques et les pixels défectueux changent le profil d'éclairement du spectel. Pour détecter leur présence, la fonction compare le profil du signal extrait (rouge) au profil d'éclairement (vert). Si le signal d'un pixel s'écarte trop du profil attendu, la fonction l'élimine du traitement et calcul le nouveau profil d'éclairement normalisé  $P_n[i]$ . Nous avons fixé le seuil de détection à 3 fois l'écart-type mesuré sur la différence des deux profils. En absence de rayon cosmique ou de pixel défectueux, ce seuil ne retire que 0,3% de l'échantillon, ce qui reste insignifiant pour 16 pixels. Mais le pic formé par la trace d'un rayon cosmique ou d'un pixel défectueux le franchit sans peine. La fonction réalise deux passes de détection. Malgré cela, certains rayons cosmiques peuvent persister, notamment les plus petits. Ils seront détectés plus tard lors du calcul des signaux d'erreur des asservissements, au moment de la normalisation spectrale.

La méthode est plus efficace que celle reposant sur la comparaison de deux poses, en particulier pour le spectre cannelé du Fabry-Pérot. Les pixels atteints ne sont pas corrigés mais supprimés, ce qui est scientifiquement meilleur. On extrait malgré tout le signal correct grâce aux sous-pixels voisins du même spectel. Un avantage certain est ainsi tiré de la largeur des ordres sur 15 pixels. Ce traitement est impossible lorsqu'on calcule le signal du spectel par simple somme des niveaux de ses sous-pixels.

**Vitesse de la Terre.** Une fois le spectre extrait, le post-traitement calcule la vitesse de la Terre projetée sur la ligne de visée à l'instant du barycentre d'éclairement de la pose. Le calcul effectué par le traitement en direct semble en effet entaché d'une petite erreur. D'autre part, le traitement en direct ne juge pas utile de calculer sa valeur pour les spectres de références, ce qui est à mon sens une grave erreur.

La fonction d'extraction sauvegarde la nouvelle valeur dans l'entête FITS du spectre au moment de son écriture sur disque.



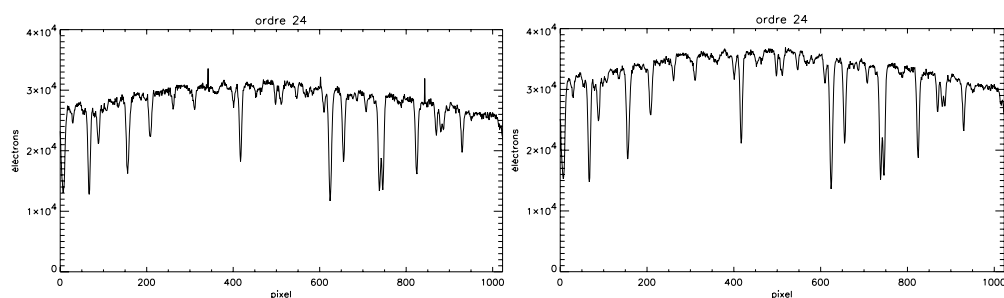


FIG. 7.45 – Ordre extrait n° 24 du spectre de référence de  $\beta$ Vir. Le signal des spectels est calculé : à gauche, par simple somme du signal des sous-pixels (méthode ÉMILIE HS) ; à droite, par la moyenne pondérée par l'inverse de la variance du flux total estimé par chaque sous-pixel (méthode ÉMILIE HK3). La méthode HK3 permet d'extraire plus de signal car jusqu'aux pieds du profil d'éclairement, sans réduire le rapport signal sur bruit, et même au contraire. Elle retire aussi plus efficacement les traces des rayons cosmiques.

La fonction *VitesseTerre* calcule la vitesse de la Terre projetée en direction de l'étoile, pour l'OHP. Elle reçoit en argument la date julienne non réduite, l'ascension droite et la déclinaison de l'étoile sous l'équinoxe 2000.0. Elle intègre le changement d'équinoxe, la précession et la nutation terrestre. La composante de révolution est calculée par la fonction *BaryVel* avec l'option pour utiliser les éphémérides du JPL. La composante de rotation est calculée par un code personnel précis à 0,02 m/s.

### 7.3) La correction d'étirement

Nous avons constaté au cours du paragraphe 4 un dysfonctionnement de l'instrument actuel sur le long terme. Pour de grandes variations de vitesses radiales, principalement celles de la Terre sur 6 mois, le spectrographe ne replace pas les spectres exactement sur les mêmes pixels. Le déplacement de la seule fente de sortie du spectromètre, matérialisée par les colonnes du CCD, est en effet insuffisant pour compenser pleinement l'étirement Doppler imposé par la Terre (figure 7.19). Si nous avons choisi d'équiper le nouveau spectromètre ÉMILIE 2, en cours d'assemblage à l'OHP, des déplacements mécaniques conjugués des fentes d'entrée et de sortie pour que le phénomène disparaisse, l'effet doit être corrigé sur les données acquises jusqu'alors. Elle l'est de manière numérique, grâce à un module de correction d'étirement intégré au post-traitement.

#### Principe

Notre correction numérique consiste à déformer les spectres de l'époque de référence pour leur appliquer la déformation subie optiquement par les spectres des époques courantes postérieures. Comme les spectres de référence sont enregistrés à la position de référence du spectromètre, l'étalonnage spectral mesuré au paragraphe 7.1 est valide pour toutes les poses de référence. Et entre la pose de référence et les poses courantes postérieures, le déplacement de la caméra est majoritairement conditionné par les mouvements de la Terre, aussi pouvons-nous retrouver les longueurs d'onde vues

par les spectels lors des poses courantes postérieures. Les longueurs d'onde perçues à l'époque de référence s'expriment

$$\lambda_{\text{rec}}^{t_{\text{ref}}} = \lambda_{\text{em}} \left( 1 + \frac{V_{\text{r}}^{t_{\text{ref}}}}{c} \right), \quad (7.91)$$

et à une époque courante postérieure,

$$\lambda_{\text{rec}}^{t_{\text{c}}} = \lambda_{\text{em}} \left( 1 + \frac{V_{\text{r}}^{t_{\text{c}}}}{c} \right). \quad (7.92)$$

La variation de longueur d'onde du profil spectral observé au sol s'exprime donc

$$\lambda_{\text{rec}}^{t_{\text{c}}} - \lambda_{\text{rec}}^{t_{\text{ref}}} = \lambda_{\text{rec}}^{t_{\text{ref}}} \frac{V_{\text{r}}^{t_{\text{c}}} - V_{\text{r}}^{t_{\text{ref}}}}{c + V_{\text{r}}^{t_{\text{ref}}}}. \quad (7.93)$$

Dans le terme  $V_{\text{r}}^{t_{\text{c}}} - V_{\text{r}}^{t_{\text{ref}}}$ , nous négligerons la variation de vitesse de l'étoile, de quelques dizaines de mètres par secondes tout au plus devant la variation de vitesse de la Terre. Pour la même raison, le terme  $V_{\text{r}}^{t_{\text{ref}}}$  au dénominateur ne contiendra que les composantes de vitesse dues aux rotation et révolution de la Terre, et la fuite de l'étoile par rapport au Soleil, toutes trois projetées sur la ligne de visée. La nouvelle longueur d'onde perçue au sol à l'époque courante postérieure s'exprime donc finalement

$$\lambda_{j_{\text{rec}}}^{t_{\text{c}}} = \lambda_{j_{\text{rec}}}^{t_{\text{ref}}} \left( 1 + \frac{V_{\text{r Terre}}^{t_{\text{c}}} - V_{\text{r Terre}}^{t_{\text{ref}}}}{c + V_{\text{r étoile}}^{t_{\text{ref}}} + V_{\text{r Terre}}^{t_{\text{ref}}}} \right). \quad (7.94)$$

Il s'agit ici d'un étirement des longueurs d'ondes entre la date de référence et les dates courantes postérieures. Grâce à l'étalonnage du point de référence du spectromètre, nous pouvons calculer la position des spectels qu'elles occuperaient sur le CCD sans déplacement de la caméra. Appelons-la  $\text{spec}_{\text{st}}$  (contraction de « spectel stretch »).

En réalité à l'époque courante, la caméra se translate d'une longueur  $d_{\text{trans}}$  par rapport à la position de référence pour suivre le déplacement du profil. Le phénomène d'étirement constaté naît de cette différence entre étirement Doppler et mouvement de translation compensatoire. Étant donné la grande richesse du spectre cannelé, l'asservissement impose un déplacement de la caméra tel que le centre des ordres spectraux suive la fuite en longueur d'onde. De cette manière, l'étirement résiduel mesuré de part et d'autre des ordres entre l'époque de référence et les époques courantes postérieures se compense.

Le profil spectral se trouvait à l'époque de référence dans les spectels  $\text{spec}_0$ . Aux époques courantes postérieures, sans tenir compte du déplacement de la caméra, il se retrouve dans des spectels (fractionnaires)  $\text{spec}_{\text{st}}$ . La caméra le poursuit cependant et le mesure dans les spectels  $\text{spec}_0 + d_{\text{trans}}$ . Les spectres enregistrés aux époques courantes sont ainsi le rééchantillonnage des spectres de référence des spectels  $\text{spec}_{\text{st}}$  sur les spectels  $\text{spec}_0 + d_{\text{trans}}$ . Le module de correction d'étirement du post-traitement fait de même pour les spectres de référence avant de les comparer aux spectres des époques actuelles, mais numériquement.

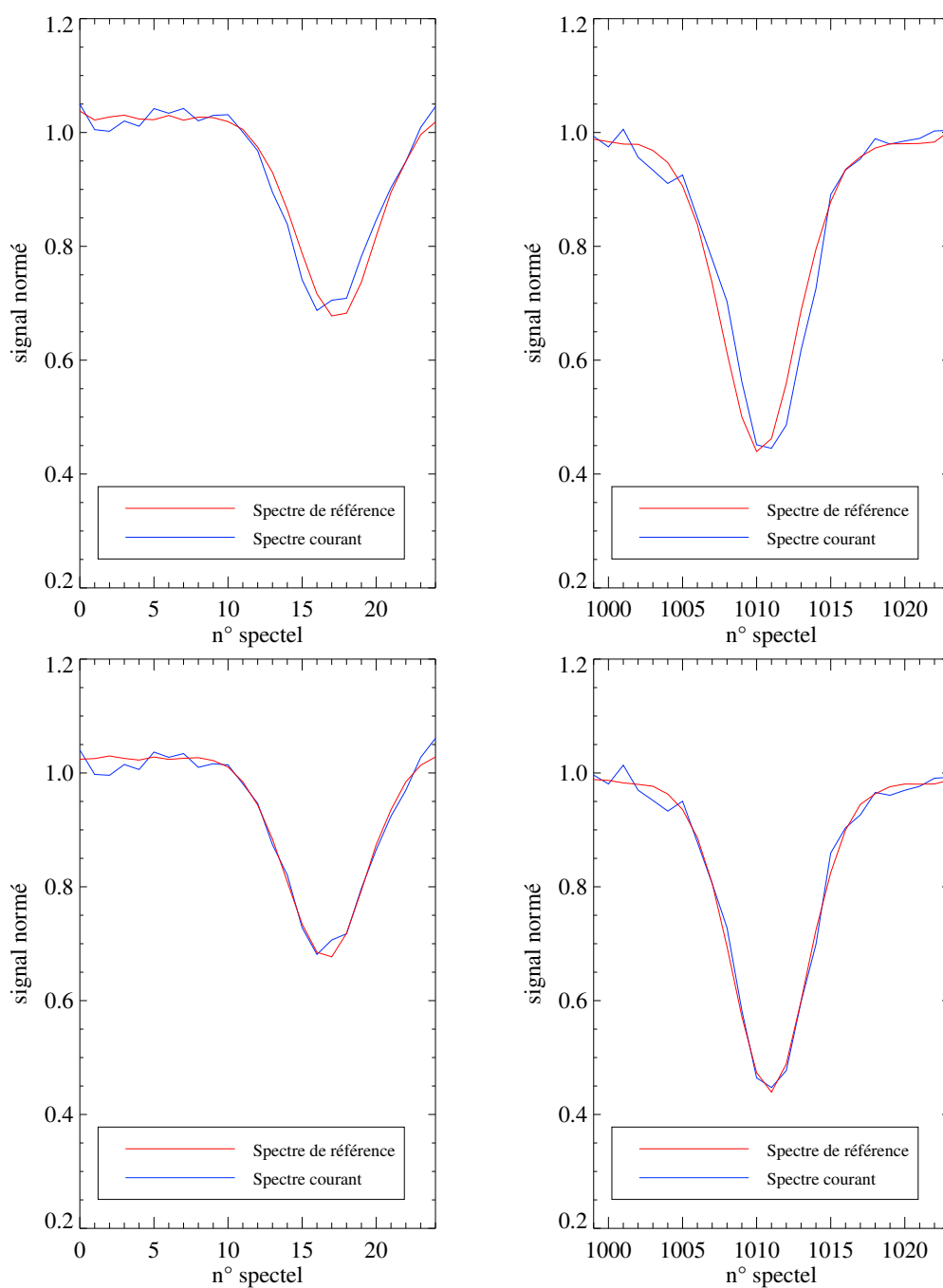


FIG. 7.46 – Correction de l'étirement : spectre de  $\iota Per$ , extraits de l'ordre n° 43. En rouge, la pose de référence ; en bleu, la pose n° 939. À gauche, zoom sur les premiers spectels de l'ordre, de 0 à 24 ; à droite, zoom sur ses derniers spectels, de 999 à 1023. En haut, le spectre de référence n'est pas corrigé de l'effet d'étirement ; en bas, le spectre de référence a subi la correction numérique d'étirement.

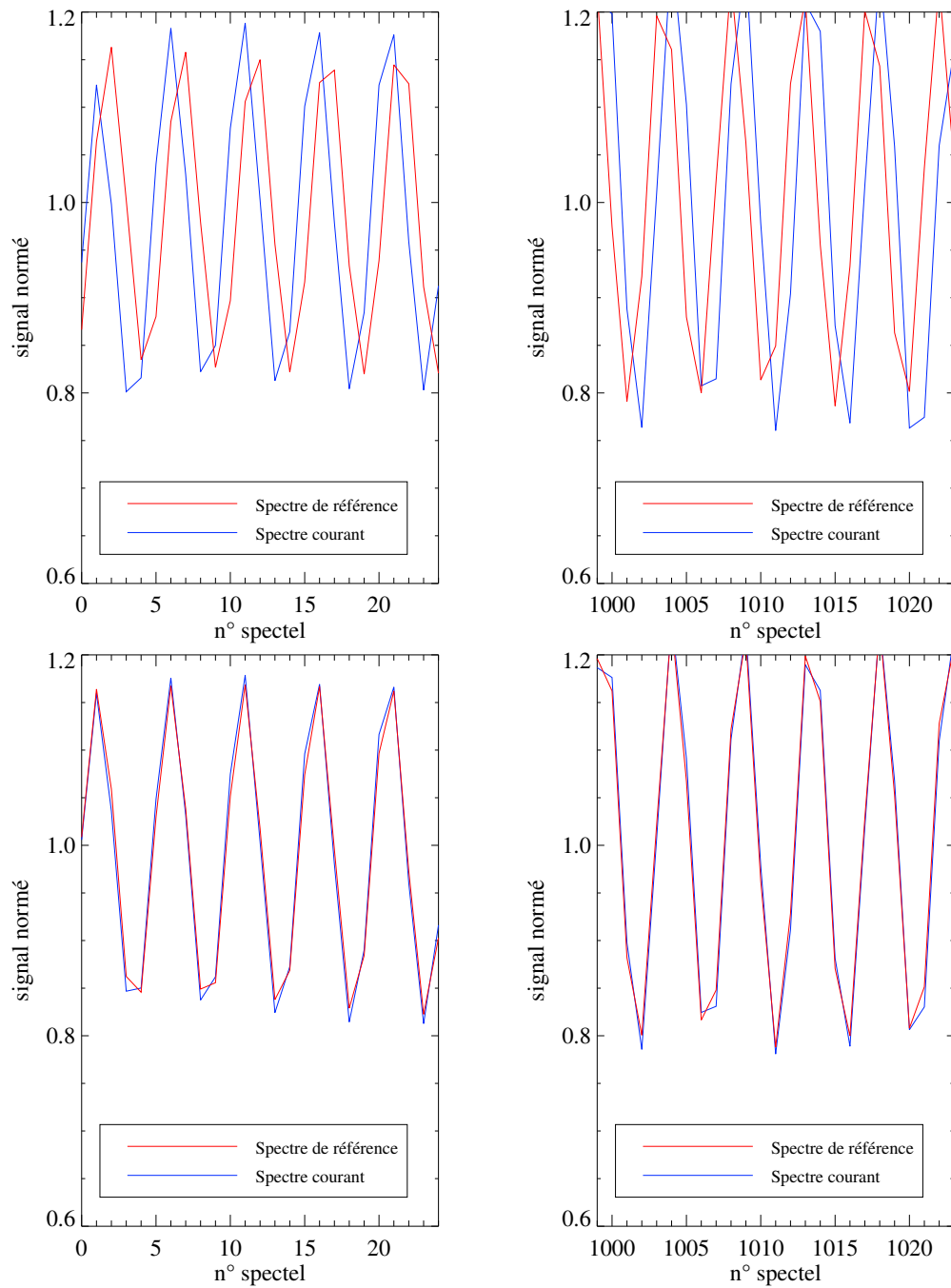


FIG. 7.47 – Correction de l'étirement : spectre cannelé relatif à l'étoile  $\iota$ Per, extraits de l'ordre n° 43. En rouge, la pose de référence ; en bleu, la pose n° 939. À gauche, zoom sur les premiers spectels de l'ordre, de 0 à 24 ; à droite, zoom sur ses derniers spectels, de 999 à 1023. En haut, le spectre de référence n'est pas corrigé de l'effet d'étirement ; en bas, le spectre de référence a subi la correction numérique d'étirement.

### Vérification

La correction numérique ainsi définie fonctionne correctement. Pour l'illustrer, les figures 7.46 et 7.47 confrontent le spectre de référence (en rouge) et le spectre courant n° 939 (en bleu) de l'étoile *ιPer*. Cette pose est choisie pour son plus grand décalage de vitesse radiale engendré par la Terre avec la date de référence. Lors de l'enregistrement de la référence, la vitesse radiale de la Terre valait 16 309 m/s ; lors de la pose courante n° 939, elle valait -24 522 m/s. Le décalage atteint 40 831 m/s. Les figures présentent quatre graphes. Les deux de gauche sont un zoom sur les premiers spectels de l'ordre extrait n° 43, de 0 à 24, les deux de droite un zoom sur ses derniers spectels, de 999 à 1023. Pour la figure 7.46, on y distingue dans chaque une raie d'absorption. Parallèlement, sur les deux graphes du haut, le spectre de référence est présenté tel quel tandis que sur les graphes du bas, nous lui avons appliqué la correction numérique d'étirement. On remarquera sur les deux premiers graphes que le spectre de l'époque courante s'est étiré par rapport au spectre de référence. Le calcul d'étirement nous renseigne que suite à la fuite Doppler des longueurs d'ondes, la caméra s'est translattée d'une distance équivalente à -28,94561 pixels, et que l'étirement résiduel de part et d'autre de l'ordre atteint 0,70668 pixel. Ce décalage apparaît sans ambiguïté au niveau des flancs des raies d'absorption et des cannelures, et dans une direction opposée pour les deux graphes. Dans les deux graphes du bas, où la correction est appliquée, le décalage a disparu.

### Le spectre cannelé du Fabry-Pérot

Le traitement fonctionne correctement pour le spectre de l'étoile mais en réalité, non pour le spectre cannelé. L'échantillonnage du spectre du Fabry-Pérot est trop pauvre sur la grille des pixels et son profil exact est mal connu. Lors de la correction numérique de l'étirement, le rééchantillonnage sur la nouvelle grille des pixels n'en est qu'approximatif. Ceci est un réel problème parce que lors du calcul des signaux d'erreur, le poids de pondération est d'autant plus grand que la pente des flancs des cannelures est forte. Le moindre écart de forme engendre localement, à tort, un fort signal d'erreur. Le sur-échantillonnage du spectre par splines cubiques ou par conservation de l'intégrale n'apporte pas d'amélioration puisque ces traitements attribuent au signal une forme autre que la forme réelle. La solution exacte nécessite un modèle complet du spectre cannelé.

Le modèle du spectre cannelé que nous avons développé repose sur la fonction de transmission d'un Fabry-Pérot convoluée à une PSF instrumentale gaussienne et intégrée sur la largeur de chaque pixel suivant sa couverture spectrale. C'est en réalité ce modèle qui illustre la figure 7.47. Le voici présenté en détail.

**La fonction de transmission** du Fabry-Pérot s'exprime par sa fonction d'Airy

$$I(\lambda) = \frac{I_0(\lambda)}{1 + \frac{4R(\lambda)}{(1-R(\lambda))^2} \sin^2 \left( \frac{2\pi ne}{\lambda} \right)}, \quad (7.95)$$

où

- $I(\lambda)$  est l'intensité transmises par le Fabry-Pérot, lames parallèles ;
- $I_0(\lambda)$  est l'intensité transmise, lames non-parallèles (spectre sans cannelures) ;

- $R(\lambda)$  est le pouvoir réflecteur des lames ;
- $n$  est l'indice optique de la cavité ;
- $e$  est la largeur de la cavité, soit l'écartement des faces parallèles des lames.

**La PSF instrumentale** est modélisée par une gaussienne répondant à la loi normale

$$G(u) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{u^2}{2\sigma^2}}, \quad (7.96)$$

dont nous laisserons libre pour le moment le paramètre d'échelle  $\sigma$ . Sa convolution à la fonction de transmission répond à l'équation

$$\bar{I}(\lambda) = \langle I(\xi) | G(\lambda - \xi) \rangle \quad (7.97)$$

$$= \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{I_0(\xi) e^{-\frac{(\lambda-\xi)^2}{2\sigma^2}}}{\sqrt{2\pi}\sigma \left(1 + \frac{4R(\xi)}{(1-R(\xi))^2} \sin^2\left(\frac{2\pi ne}{\xi}\right)\right)} d\xi. \quad (7.98)$$

**L'intégration sur la largeur des pixels** fait intervenir la fonction d'étalonnage. Nous considérerons celle du point de référence du spectromètre  $Z_0$  définie au §7.1, que nous appellerons ici  $\Lambda$ . Elle répond ainsi à la définition

$$\Lambda : x^{z_0} \rightarrow \lambda = \Lambda(x^{z_0}). \quad (7.99)$$

Nous définissons dès lors la fonction  $\overline{I_{pzo}}(x^{z_0})$  correspondant à la fonction  $\bar{I}(\lambda)$  précédente mais exprimée en fonction des pixels. Elle s'exprime ainsi

$$\overline{I_{pzo}}(x^{z_0}) = \bar{I}(\Lambda(x^{z_0})) \quad (7.100)$$

$$= \langle I(\xi) | G(\Lambda(x^{z_0}) - \xi) \rangle \quad (7.101)$$

$$= \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{I_0(\xi) e^{-\frac{(\Lambda(x^{z_0})-\xi)^2}{2\sigma^2}}}{\sqrt{2\pi}\sigma \left(1 + \frac{4R(\xi)}{(1-R(\xi))^2} \sin^2\left(\frac{2\pi ne}{\xi}\right)\right)} d\xi. \quad (7.102)$$

Pour construire le flux reçu sur chaque spectel, il reste à intégrer la fonction  $\overline{I_{pzo}}$  sur la largeur effective des pixels. On construit ainsi la fonction  $S_i$ , le signal du spectre cannelé dans le pixel  $i$ , définie par

$$S_i = \int_{i-0,5}^{i+0,5} \overline{I_{pzo}}(x) dx \quad (7.103)$$

$$= \int_{i-0,5}^{i+0,5} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{I_0(\xi) e^{-\frac{(\Lambda(x)-\xi)^2}{2\sigma^2}}}{\sqrt{2\pi}\sigma \left(1 + \frac{4R(\xi)}{(1-R(\xi))^2} \sin^2\left(\frac{2\pi ne}{\xi}\right)\right)} d\xi dx. \quad (7.104)$$

L'équation demande un dernier aménagement. En pratique, l'intégrale aux bornes infinies n'est pas calculable. Mais compte tenu des propriétés de la loi normale, la largeur du domaine d'intégration peut être limité à 5 fois le facteur d'échelle de la gaussienne. Nous réduirons ainsi les bornes de l'intégrale à  $(\Lambda(x) - \xi - 2,5\sigma)$  et  $(\Lambda(x) - \xi + 2,5\sigma)$ .

Les paramètres libres  $R(\lambda)$  et  $ne$  de ce modèle ont été calculés par un algorithme non-linéaire d'ajustement au sens des moindres carrés, selon la méthode de Levenberg-Marquardt, à partir d'un spectre réel du Fabry-Pérot enregistré sous le point de référence du spectromètre et normalisé par le spectre obtenu sans le parallélisme des lames (fig. 7.48). Cette normalisation retire ainsi le paramètre  $I_0(\lambda)$ . Nous avons forcé le paramètre  $\sigma$  à  $2,90 \times 10^{-12} \text{m}$ , valeur vers laquelle l'algorithme ne convergeait que trop lentement. Les résultats pour les paramètres  $R(\lambda)$  et  $ne$  sont présentés figure 7.49.

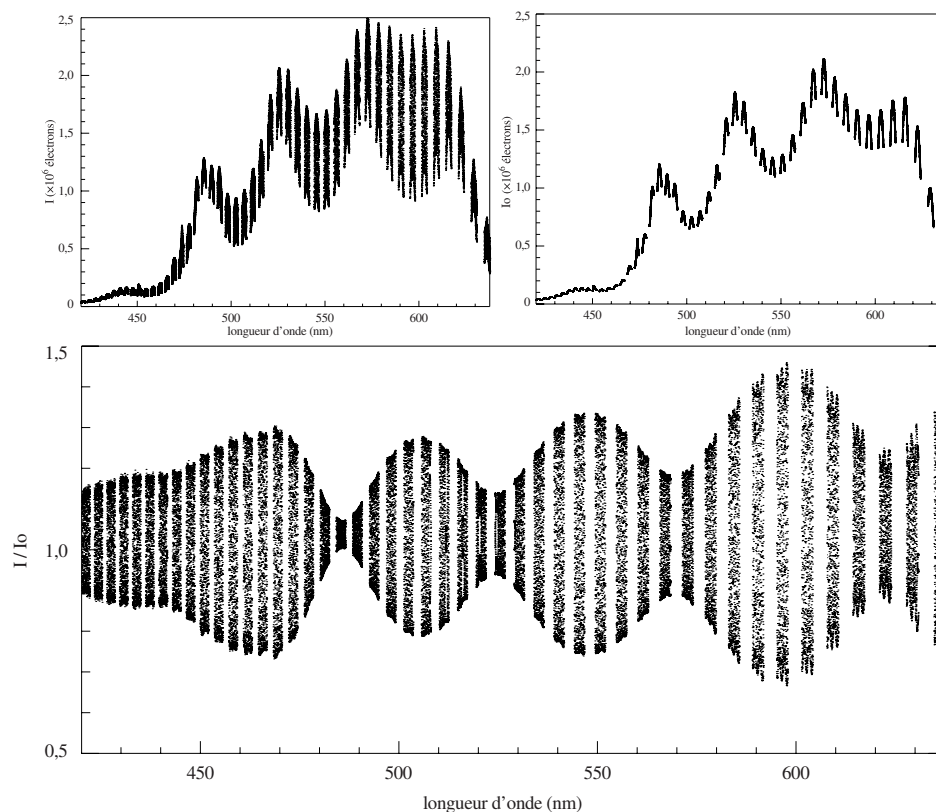


FIG. 7.48 – Spectre du Fabry-Pérot : avec le parallélisme des lames (en haut à gauche), et sans le parallélisme des lames (en haut à droite). En bas, rapport des deux spectres ( $I/I_0$ ).

On remarquera que le facteur  $ne$  n'est pas constant. Pour quelle raison ? La réponse est multiple. La cavité est formée d'une couche d'air sous enceinte thermostatée et des multiples couches du traitement semi-réfléchissant des lames. Le facteur  $n$  varie donc sensiblement avec la longueur d'onde. Le facteur  $e$  peut à son tour se décomposer en deux termes [61] :  $e = e_G + e_\lambda$ , où  $e_G$  représente l'épaisseur géométrique de la cavité, indépendante de la longueur d'onde et qui est accordable, et  $e_\lambda = \lambda/2\pi \times \varphi(\lambda)$  où  $\varphi(\lambda)$  représente de déphasage du signal provoqué par le traitement multi-couches. La variation d'épaisseur  $e_\lambda$  mesurée vaut environ 80 nm, ce qui paraît peut-être élevé mais l'épaisseur optique du traitement multi-couche des lames vaut lui 3,0  $\mu\text{m}$ .  $e_\lambda$  paraît dominé par la variation de  $R$ . Sa variation reste inférieure à la longueur d'onde, ce qui nous garantit le numéro d'ordre d'interférence au maximum des cannelures.

Ces résultats nous renseignent merveilleusement sur le profil exact du spectre du

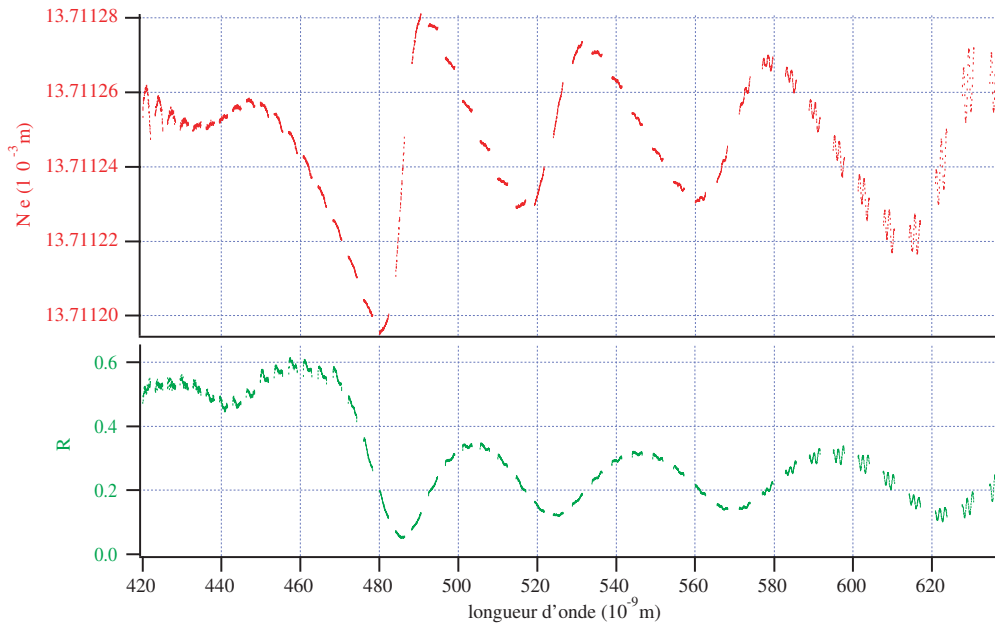


FIG. 7.49 – Valeur des paramètres libres  $Ne$  et  $R$  du modèle, obtenus par calcul.

Fabry-Pérot. Son modèle nous permet d'appliquer la correction numérique d'étirement sans le problème d'échantillonnage rencontré précédemment.

#### 7.4) Le calcul optimisé des signaux d'erreur

Voyons à présent le quatrième module du post-traitement. Son rôle est de réaliser un calcul optimisé des signaux d'erreur des asservissements. En temps réel, ces signaux assurent le suivi du déplacement des raies du spectre stellaire et des cannelures du spectre du Fabry-Pérot. Dans le cadre du post-traitement, ils vont conduire à la correction des mesures.

L'algorithme que nous allons développer correspond à la méthode de mesure de vitesse radiale développée par Pierre Connes. Nous en présentons une approche différente et lui apportons deux améliorations.

##### Signal d'erreur au niveau des spectels

Au cours de l'enregistrement des spectres de référence, un spectel  $j$  du spectre reçoit le signal  $A_j^{t_{\text{ref}}}$ . Il correspond à l'intensité du profil spectral en  $P$  (figure 7.50 a). Par la suite, au cours de l'enregistrement du même spectre à une date courante postérieure, les raies spectrales ne se retrouvent pas rigoureusement sous les mêmes spectels, mais légèrement décalées sous les effets de l'étirement Doppler, du déplacement imposé à la caméra et de la dérive instrumentale (figure 7.50 b). Le point  $P$  du profil de la raie spectrale se retrouve en particulier en  $P'$ . Le même spectel  $j$  enregistre maintenant le nouveau signal  $A_j^{t_c}$ . Sur le principe, la caméra du spectromètre suit le déplacement des raies du spectre et ce décalage est idéalement nul. Mais en réalité, il correspond à l'un des signaux d'erreur que les asservissements tendent continuellement à annuler.



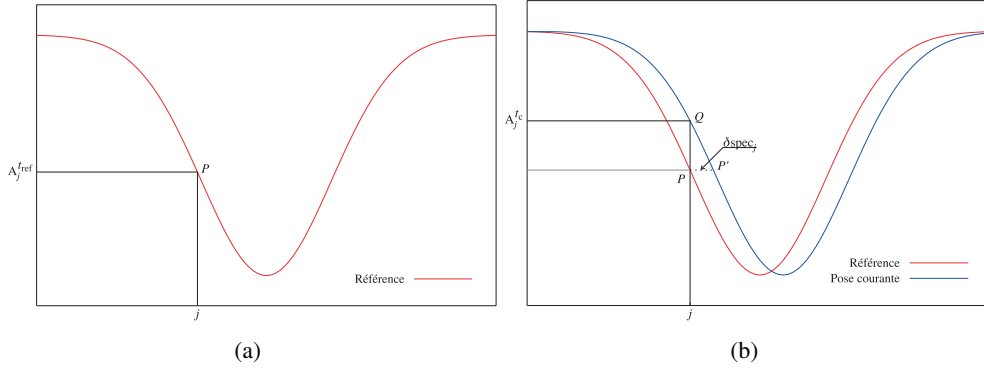


FIG. 7.50 – Variation de signal reçu par un pixel  $j$  entre l'époque de référence  $t_{\text{ref}}$  et une époque courante postérieure  $t_c$  suite au déplacement d'une raie spectrale.

Mesuré sur le spectre des étoiles, ce décalage renseigne sur l'erreur de positionnement de la caméra. Mesuré sur le spectre cannelé issu du Fabry-Pérot, il renseigne sur l'erreur de pilotage du laser accordable pilote. Pour l'un ou pour l'autre, nous l'exprimons chaque fois en unité de vitesse radiale, en m/s. Voyons comment retrouver l'erreur de vitesse radiale à partir de l'infime variation d'intensité du signal enregistré dans les spectels.

Le déplacement du profil des raies spectrales dépasse rarement le  $1/100^{\text{e}}$  de spectel. La largeur à mi-hauteur des raies spectrales d'une étoile de type solaire vaut environ 6 spectels avec ÉMILIE, aussi pouvons-nous assimiler l'arc  $P'Q$  du profil à un segment de droite. Sa pente, mesurée sur le spectre de référence, vaut

$$m = \frac{A_{j+1}^{t_{\text{ref}}} - A_{j-1}^{t_{\text{ref}}}}{2}, \quad (7.105)$$

et d'après le décalage du spectre à l'époque courante, elle s'exprime aussi

$$m = \frac{A_j^{t_c} - A_j^{t_{\text{ref}}}}{\delta_{\text{spec}_j}}. \quad (7.106)$$

Nous en déduisons le déplacement horizontal  $\delta_{\text{spec}_j}$ , en fraction de spectel, du profil de la raie spectrale sous le spectel  $j$  comme répondant à la relation

$$\delta_{\text{spec}_j} = 2 \frac{A_j^{t_c} - A_j^{t_{\text{ref}}}}{A_{j+1}^{t_{\text{ref}}} - A_{j-1}^{t_{\text{ref}}}}. \quad (7.107)$$

Il nous reste maintenant à transcrire ce déplacement en unité de vitesse radiale. Nous devons pour cela le convertir en variation de longueur d'onde, et donc le relier à la dispersion géométrique du spectromètre.

L'étalonnage précis du spectromètre a fait l'objet du paragraphe 7.1. Nous avons montré à cette occasion que la dispersion géométrique n'est pas constante sur le domaine spectral observé, comme le montre la figure 7.41 : elle vaut -218 000 nm/nm sous les spectels de la colonne n° 0 du CCD pour la position de référence, et -207 500 nm/nm sous ceux de la colonne n° 1023. Si le traitement en direct se satisfait d'une valeur moyenne, le post-traitement considère la vraie valeur spectel à spectel.

L'étalonnage spectral mesuré au paragraphe 7.1 est valide pour toutes les poses de référence. Par contre, il n'est plus valable pour les poses courantes postérieures. N'oublions pas que si la position du profil ne varie que très peu sur le CCD, c'est grâce au déplacement de la caméra ; en réalité, les longueurs d'ondes vues par les spectels ne sont plus les mêmes. Entre la pose de référence et les poses courantes postérieures, le déplacement de la caméra est majoritairement conditionné par les mouvements de la Terre. En six mois, son déplacement peut atteindre 1 mm sous la configuration la plus défavorable, soit l'équivalent de 42 pixels. La valeur s'éloigne des fractions de spectel, aussi est-il effectivement préférable de considérer la vraie longueur d'onde observée. En s'appuyant sur le seul décalage Doppler induit par la Terre, cette opération ne pose pas de difficulté. À l'époque de référence, la longueur d'onde vue par un spectel vaut

$$\lambda_{\text{rec}}^{t_{\text{ref}}} = \lambda_{\text{em}} \left( 1 + \frac{V_{\text{r}}^{t_{\text{ref}}}}{c} \right), \quad (7.108)$$

et à une époque courante postérieure,

$$\lambda_{\text{rec}}^{t_{\text{c}}} = \lambda_{\text{em}} \left( 1 + \frac{V_{\text{r}}^{t_{\text{c}}}}{c} \right). \quad (7.109)$$

La variation de longueur d'onde vue par un spectel s'exprime donc

$$\lambda_{\text{rec}}^{t_{\text{c}}} - \lambda_{\text{rec}}^{t_{\text{ref}}} = \lambda_{\text{rec}}^{t_{\text{ref}}} \frac{V_{\text{r}}^{t_{\text{c}}} - V_{\text{r}}^{t_{\text{ref}}}}{c + V_{\text{r}}^{t_{\text{ref}}}}. \quad (7.110)$$

Pour cette expression, nous négligerons dans le terme  $V_{\text{r}}^{t_{\text{c}}} - V_{\text{r}}^{t_{\text{ref}}}$  la variation de vitesse de l'étoile, de quelques dizaines de mètres par secondes tout au plus, devant la variation de vitesse de la Terre. Pour la même raison, le terme  $V_{\text{r}}^{t_{\text{ref}}}$  au dénominateur ne contiendra que les composantes de vitesse dues aux rotation et révolution de la Terre, et la fuite de l'étoile par rapport au Soleil, toutes trois projetées sur la ligne de visée. La nouvelle longueur d'onde vue par le spectel  $i$  s'exprime donc finalement

$$\lambda_{j\text{rec}}^{t_{\text{c}}} = \lambda_{j\text{rec}}^{t_{\text{ref}}} \left( 1 + \frac{V_{\text{r Terre}}^{t_{\text{c}}} - V_{\text{r Terre}}^{t_{\text{ref}}}}{c + V_{\text{r étoile}}^{t_{\text{ref}}} + V_{\text{r Terre}}^{t_{\text{ref}}}} \right). \quad (7.111)$$

Enfin, l'étalonnage en longueur d'onde du spectromètre dans sa position de référence nous indiquera la valeur de la dispersion géométrique sous cette nouvelle longueur d'onde. Nous la noterons  $R(\lambda_{j\text{rec}}^{t_{\text{c}}})$ .

Reprenons maintenant le problème : connaissant le déplacement  $\delta\text{spec}_j$ , en fraction de spectel, du profil des raies spectrales sur le CCD entre les dates de référence et courante, nous cherchons à l'exprimer en unité de vitesse radiale équivalente. On se souviendra de l'équation Doppler 7.5. Adaptons-la pour notre cas et appelons  $t_{\text{c}}^0$  la date courante (imaginaire) pour laquelle le spectre enregistré (imaginaire) se superposerait parfaitement sur le CCD au spectre de référence. Le déplacement  $\delta\text{spec}_j$  marque ainsi le déplacement entre le spectre virtuel de l'époque courante  $t_{\text{c}}^0$  et celui effectivement enregistré de la date courante  $t_{\text{c}}$ . L'expression du décalage Doppler s'exprime alors

$$V_{\text{r}}^{t_{\text{c}}} - V_{\text{r}}^{t_{\text{c}}^0} = c \left( 1 + \frac{V_{\text{r}}^{t_{\text{ref}}} + V_{\text{r Terre}}^{t_{\text{c}}}}{c} \right) \left( \frac{\lambda_{\text{rec}}^{t_{\text{c}}} - \lambda_{\text{rec}}^{t_{\text{c}}^0}}{\lambda_{\text{rec}}^{t_{\text{c}}^0}} \right). \quad (7.112)$$

Contrairement à l'équation 7.5, la variation de vitesse recherchée est ici toute petite. Le déplacement horizontal ne dépasse que rarement le  $1/10^\circ$  de pixel, aussi la variation de vitesse radiale ne dépasse-t-elle pas 141 m/s. Le terme  $(V_r^{t_{\text{ref}}} + V_r^{t_c}_{\text{Terre}})/c$ , qui n'atteint dans le cas le plus défavorable que  $4,6 \times 10^{-4}$ , peut être légitimement négligé, la valeur restant précise à 5 cm/s. Nous manipulerons donc l'expression simplifiée

$$\left( \frac{V_r^{t_c} - V_r^{t_c^0}}{c} \right)_j = \frac{\lambda_{j_{\text{rec}}}^{t_c} - \lambda_{j_{\text{rec}}}^{t_c^0}}{\lambda_{j_{\text{rec}}}^{t_c^0}} \quad (7.113)$$

ici suffisamment précise. On remarquera que

$$\frac{\lambda_{j_{\text{rec}}}^{t_c} - \lambda_{j_{\text{rec}}}^{t_c^0}}{\lambda_{j_{\text{rec}}}^{t_c^0}} = \frac{\lambda_{j+1_{\text{rec}}}^{t_c^0} - \lambda_{j_{\text{rec}}}^{t_c^0}}{\lambda_{j_{\text{rec}}}^{t_c^0}} \cdot \frac{\lambda_{j_{\text{rec}}}^{t_c} - \lambda_{j_{\text{rec}}}^{t_c^0}}{\lambda_{j+1_{\text{rec}}}^{t_c^0} - \lambda_{j_{\text{rec}}}^{t_c^0}} \quad (7.114)$$

soit, en supposant la variation de longueur d'onde linéaire entre deux spectels, que

$$\frac{\lambda_{j_{\text{rec}}}^{t_c} - \lambda_{j_{\text{rec}}}^{t_c^0}}{\lambda_{j_{\text{rec}}}^{t_c^0}} = \frac{1}{R(\lambda_{j_{\text{rec}}}^{t_c^0})} \cdot \frac{\delta \text{spec}_j}{1}. \quad (7.115)$$

D'où le signal d'erreur au niveau des spectels, qui s'exprime donc très simplement à partir des équations 7.107, 7.113 et 7.115 comme

$$\left( V_r^{t_c} - V_r^{t_c^0} \right)_j = \frac{2c}{R(\lambda_{j_{\text{rec}}}^{t_c^0})} \cdot \frac{A_j^{t_c} - A_j^{t_{\text{ref}}}}{A_{j+1}^{t_{\text{ref}}} - A_{j-1}^{t_{\text{ref}}}}. \quad (7.116)$$

Exprimons dès à présent sa variance, que nous utiliserons également bientôt. En supposant parfait le signal  $A^{t_{\text{ref}}}$  du spectre de référence, elle s'exprime

$$\begin{aligned} \text{Var} \left( V_r^{t_c} - V_r^{t_c^0} \right)_j &= \left( \frac{2c}{R(\lambda_{j_{\text{rec}}}^{t_c^0}) \cdot (A_{j+1}^{t_{\text{ref}}} - A_{j-1}^{t_{\text{ref}}})} \right)^2 \text{Var}(A_j^{t_c}) \\ &= \left( \frac{2c}{R(\lambda_{j_{\text{rec}}}^{t_c^0}) \cdot (A_{j+1}^{t_{\text{ref}}} - A_{j-1}^{t_{\text{ref}}})} \right)^2 \text{Var} A_j^{t_c} \end{aligned} \quad (7.117)$$

### Signal d'erreur au niveau des ordres spectraux

Chaque spectel du spectre fournit sa propre estimation de la variation de vitesse radiale équivalente entre les deux poses. Nous calculons l'estimation d'un ordre spectral complet comme la moyenne des estimations de ses spectels  $j$ , pondérée par l'inverse de la variance. Ainsi, le signal d'erreur pour un ordre  $k$  s'exprime

$$\left( V_r^{t_c} - V_r^{t_c^0} \right)_k = \frac{\sum_j q_j \times \left( V_r^{t_c} - V_r^{t_c^0} \right)_j}{\sum_j q_j}, \quad (7.118)$$

où

$$q_j = \frac{1}{\text{Var} \left( V_r^{t_c} - V_r^{t_c^0} \right)_j}. \quad (7.119)$$

Sa variance s'exprime

$$\text{Var} \left( V_r^{t_c} - V_r^{t_c^0} \right)_k = \text{Var} \left( \frac{\sum_j q_j \times \left( V_r^{t_c} - V_r^{t_c^0} \right)_j}{\sum_j q_j} \right) \quad (7.120)$$

$$= \frac{\sum \left( q_j^2 \times \text{Var} \left( V_r^{t_c} - V_r^{t_c^0} \right)_j \right)}{(\sum q_j)^2} \quad (7.121)$$

$$= \frac{1}{\sum q_j}. \quad (7.122)$$

### Signal d'erreur au niveau du spectre complet

De la même façon, chaque ordre spectral fournit maintenant sa propre estimation de la variation de vitesse radiale équivalente entre les deux poses. Nous calculons de la même façon l'estimation du spectre complet comme la moyenne des estimations de ses ordres, pondérée par l'inverse de la variance. Ainsi, le signal d'erreur pour le spectre complet s'exprime

$$V_r^{t_c} - V_r^{t_c^0} = \frac{\sum_k q_k \times \left( V_r^{t_c} - V_r^{t_c^0} \right)_k}{\sum_k q_k}, \quad (7.123)$$

où

$$q_k = \frac{1}{\text{Var} \left( V_r^{t_c} - V_r^{t_c^0} \right)_k}. \quad (7.124)$$

Sa variance s'exprime

$$\text{Var} \left( V_r^{t_c} - V_r^{t_c^0} \right) = \text{Var} \left( \frac{\sum_k q_k \times \left( V_r^{t_c} - V_r^{t_c^0} \right)_k}{\sum_k q_k} \right) \quad (7.125)$$

$$= \frac{\sum \left( q_k^2 \times \text{Var} \left( V_r^{t_c} - V_r^{t_c^0} \right)_k \right)}{(\sum q_k)^2} \quad (7.126)$$

$$= \frac{1}{\sum q_k}. \quad (7.127)$$

Si la méthode paraît complexe, elle est en réalité fort simple. Elle se programme facilement et l'algorithme est très rapide. Il permet par ailleurs le calcul simultané des barres d'erreurs par l'intermédiaire de la variance calculée très en amont au niveau des pixels<sup>33</sup>.

L'expression complète du signal d'erreur, une fois développée et simplifiée, s'exprime

$$V_r^{t_c} - V_r^{t_c^0} = \frac{2c}{R \left( \lambda_j^{t_c^0} \right)} \cdot \frac{\sum_j \left[ \frac{\left( A_j^{t_c} - A_j^{t_{\text{ref}}} \right) \cdot \left( A_{j+1}^{t_{\text{ref}}} - A_{j-1}^{t_{\text{ref}}} \right)}{\text{Var} A_j^{t_c}} \right]}{\sum_j \left[ \frac{\left( A_{j+1}^{t_{\text{ref}}} - A_{j-1}^{t_{\text{ref}}} \right)^2}{\text{Var} A_j^{t_c}} \right]}. \quad (7.128)$$

<sup>33</sup>Voir l'extraction spectrale, § 7.2.

**Comparaison avec la méthode définie par Pierre Connes**

Pierre Connes proposait une autre approche [61]. Il proposait de construire, à partir du spectre de référence, un masque  $\mathcal{M}_j$  tel que

$$\begin{aligned}\mathcal{M}_j &= \frac{\partial A_j^{t_{\text{ref}}}}{\partial \lambda} \cdot \frac{\lambda_j}{A_j^{t_{\text{ref}}}} \\ &= \frac{A_{j+1}^{t_{\text{ref}}} - A_{j-1}^{t_{\text{ref}}}}{2} \cdot \frac{R}{A_j^{t_{\text{ref}}}},\end{aligned}\quad (7.129)$$

et un facteur de qualité  $Q^2$  tel que

$$\begin{aligned}Q^2 &= \frac{\sum_j [A_j^{t_{\text{ref}}} \cdot \mathcal{M}_j^2]}{\sum_j [A_j^{t_{\text{ref}}}]}\end{aligned}$$

$$= \frac{\sum_j \left[ A_j^{t_{\text{ref}}} \left( \frac{R}{2} \cdot \frac{A_{j+1}^{t_{\text{ref}}} - A_{j-1}^{t_{\text{ref}}}}{A_j^{t_{\text{ref}}}} \right)^2 \right]}{\sum_j [A_j^{t_{\text{ref}}}]}. \quad (7.130)$$

Il exprimait alors le signal d'erreur précédent comme

$$V_r^{t_c} - V_r^{t_c^0} = c \frac{\sum_j \left[ (A_j^{t_c} - A_j^{t_{\text{ref}}}) \mathcal{M}_j \right]}{Q^2 \sum [A_j^{t_{\text{ref}}}]}, \quad (7.131)$$

qui, après développement et simplification de l'expression, s'exprime alors

$$V_r^{t_c} - V_r^{t_c^0} = \frac{2c}{R} \cdot \frac{\sum_j \left[ (A_j^{t_c} - A_j^{t_{\text{ref}}}) \cdot \frac{A_{j+1}^{t_{\text{ref}}} - A_{j-1}^{t_{\text{ref}}}}{A_j^{t_c}} \right]}{\sum_j \left[ \frac{(A_{j+1}^{t_{\text{ref}}} - A_{j-1}^{t_{\text{ref}}})^2}{A_j^{t_c}} \right]}. \quad (7.132)$$

Les expressions des équations (7.128) et (7.132) sont très similaires. Les deux méthodes sont donc bien identiques. Nous relèverons cependant deux différences :

- la méthode définie par Pierre Connes ne tient pas compte de la dispersion géométrique variable du spectromètre ;
- elle assimile la variance  $\text{Var}A_j^{t_c}$  du spectel  $j$  à son signal  $A_j^{t_c}$ , ignorant toute source de bruit autre que le bruit de photon.

La méthode que nous avons définie est donc plus rigoureuse.

Il est possible d'adapter la méthode de Pierre Connes pour qu'elle tienne compte, comme précédemment, des autres sources de bruits. Il suffit de remplacer les expressions

- du masque par

$$\mathcal{M}_j = \frac{\partial A_j^{t_{\text{ref}}}}{\partial \lambda} \cdot \frac{\lambda_j}{\text{Var}A_j^{t_{\text{ref}}}}, \quad (7.133)$$

– du facteur de qualité par

$$Q^2 = \frac{\sum_j [\mathbf{Var} \mathbf{A}_j^{t_{\text{ref}}} \cdot \mathcal{M}_j^2]}{\sum_j [\mathbf{Var} \mathbf{A}_j^{t_{\text{ref}}}]}, \quad (7.134)$$

– et du signal d’erreur par

$$V_r^{t_c} - V_r^{t_0} = c \frac{\sum_j \left[ (A_j^{t_c} - A_j^{t_{\text{ref}}}) \mathcal{M}_j \right]}{Q^2 \sum [\mathbf{Var} \mathbf{A}_j^{t_{\text{ref}}}]}. \quad (7.135)$$

En pratique, la différence reste minime, grâce au bruit de lecture très faible de la caméra. L’effet devient tout de même sensible pour les étoiles de magnitude supérieure à 5, en particulier pour les ordres bleus pour lesquels le signal reste très faible.

### Masque de retrait des pixels indésirables

La réalisation pratique complique un peu les choses. Le signal des étoiles, très faible, est couvert de parasites divers. Nous les éliminons du traitement grâce à un masque de retrait des pixels indésirables. Ce n’est pas le masque de pondération défini par Pierre Connes, mais un masque *tout ou rien*, un peigne de sélection. Il permet de retirer les spectels frappés par des rayons cosmiques, les pixels chauds non détectés pendant l’extraction, les régions spectrales contaminées par les raies d’absorption de l’atmosphère terrestre et les régions du CCD qui ont subies des anomalies d’éclairement.

**Rayons cosmiques résiduels, pixels chauds et autres parasites ponctuels.** Les rayons cosmiques sont éliminés lors de l’extraction spectrales, mais nous avons vu que certains, les plus petits, peuvent subsister. Il sont alors détectés lors de la normalisation des spectres. Si une fois normés les spectres des époques courantes et de référence, le signal d’un spectel de l’époque courante s’écarte de manière trop importante du signal du spectre de l’époque de référence, le spectel est retiré du traitement grâce au masque. De cette manière, on retire plus généralement toute les sources parasites ponctuelles, en particulier aussi les point chauds du CCD.

**Raies de l’atmosphère terrestre.** Lorsque nous observons une étoile, les raies d’absorption de l’atmosphère terrestre s’impriment sur le spectre stellaire. Mais contrairement aux raies stellaires, les raies d’absorption de l’atmosphère terrestre ( $\text{H}_2\text{O}$  et  $\text{O}_2$  principalement) restent fixes en longueur d’onde. La caméra d’ÉMILIE, qui poursuit le profil du spectre stellaire, voit les raies de notre atmosphère se déplacer au rythme des variations de vitesse de la Terre. Ce déplacement est mis en évidence sur la figure 7.51. Il s’agit d’un extrait de l’ordre réseau n° 136-39=97 du spectre de  $\iota$ Per. La figure de gauche montre le spectre de référence et le spectre de la pose n° 939. La variation de vitesse de la Terre entre ces deux dates vaut -40 843 m/s, ce qui provoque un décalage des raies spectrales de l’atmosphère de +28 spectels. À droite, la figure montre le spectre de référence et le spectre de la pose n° 956. La variation de vitesse de la Terre vaut à présent +9 025 m/s, soit un décalage de -6 spectels.

Nous avons localisé l'ensemble des raies spectrales de l'atmosphère terrestre à l'œil sur le spectre de Spica, de type spectral B1, dont les raies spectrales sont beaucoup plus larges que les raies terrestres du fait de sa température et de sa rotation rapide. Fixes en longueurs d'onde, nous pouvons retrouver les spectels qui les contiennent à partir de l'étalonnage du spectromètre dans sa position de référence et du déplacement recalculé de la caméra. Ces spectels peuvent être retirés du traitement grâce au masque précédent. Actuellement, le traitement en direct n'en tient pas compte et le post-traitement se contente de retirer intégralement les ordres spectraux les plus contaminés. Les ordres extraits contaminés par l'atmosphère de la Terre sont

- faiblement contaminés : 0, 1, 22, 24, 27, 30, 31, 32, 35, 37, 38 et 41 ;
- moyennement contaminés : 23 et 36 ;
- fortement contaminés : 39, 40 et 45.

Une évolution consistera à ne retirer que la région spectrale indésirable.

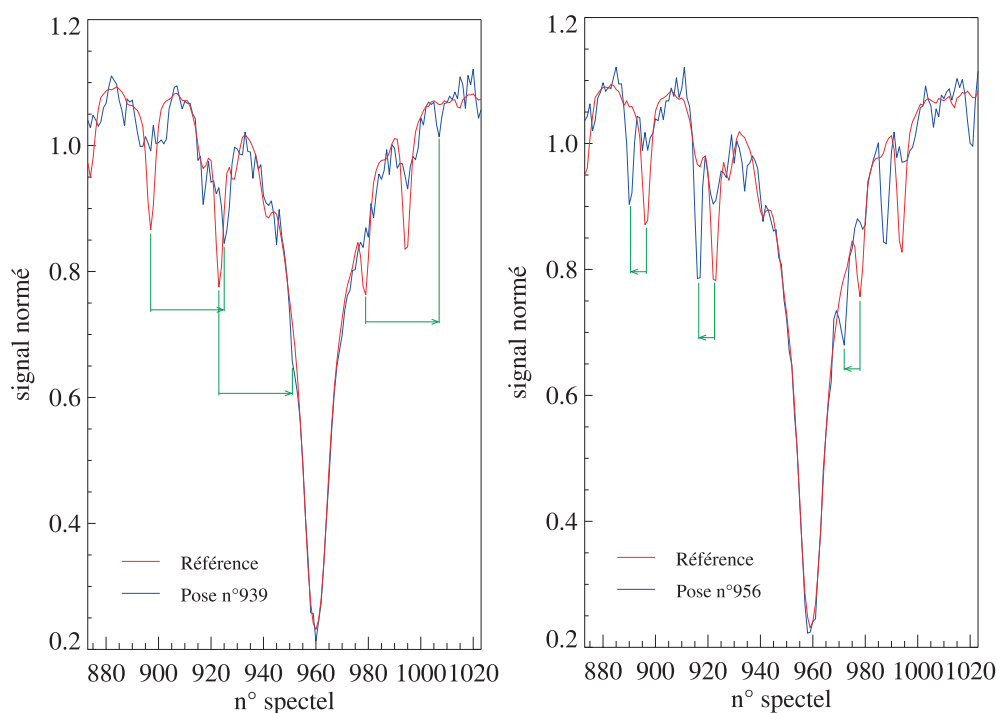


FIG. 7.51 – Mis en évidence du déplacement des raies spectrales de l'atmosphère terrestre sur une région du spectre stellaire sur le spectre de  $\iota$ Per.

**Lumière parasite aux bords du CCD et pixels extrêmes.** Le même masque permet enfin de retirer du traitement certains pixels situés au bord du CCD et qui subissent un vignettage important ou reçoivent une part gênante de lumière parasite. Ces anomalies sont détectées lors du déblazage des spectres. N'oublions pas, une nouvelle fois, que le CCD se déplace dans le plan focal du spectromètre. La position de ces pixels change en fonction des époques.

### 7.5) La correction des mesures de vitesses radiales

Le cinquième et dernier module du post-traitement corrige les valeurs de vitesses radiales mesurées par le traitement en direct. Il corrige l'expression de la variation de vitesse radiale et remplace les signaux d'erreurs du traitement en direct par ceux calculés précédemment.

#### Expression de la variation de vitesse radiale

Le traitement en direct calcule la variation de vitesse radiale selon la relation (Connes [61], Schmitt [81], Bouchy [53])

$$\frac{V_r^{t_c} - V_r^{t_{\text{ref}}}}{c} = \frac{\nu_{\text{OL}}^{t_{\text{ref}}} - \nu_{\text{OL}}^{t_c}}{\nu_{\text{Ce}}} - (\Delta ET - \Delta FP), \quad (7.136)$$

où

- $V_r^{t_{\text{ref}}}$  est la vitesse radiale de la source par rapport à l'observateur, à l'époque de référence, comptée positivement de l'observateur vers la source ;
- $V_r^{t_c}$  est la vitesse radiale de la source par rapport à l'observateur à l'époque courante ;
- $\nu_{\text{OL}}^{t_{\text{ref}}}$  est la fréquence de l'oscillateur local à l'époque de référence, qui vaut 8 GHz ;
- $\nu_{\text{OL}}^{t_c}$  est la fréquence de l'oscillateur local à l'époque courante, contrôlée par l'AAA sur la gamme des 1–12 GHz ;
- $\nu_{\text{Ce}}$  est la fréquence du laser accordable stabilisé au maximum d'absorption de la transition  $6_p^2S_{1/2} \Leftrightarrow 6_p^2P_{3/2}$  du césium, qui vaut  $3,518\,178\,37(3) \times 10^{14}$  Hz ;
- $\Delta ET$  est le signal d'erreur, exprimé en unité de vitesse radiale, mesuré sur le spectre de l'étoile à l'époque courante par rapport au spectre de l'étoile à l'époque de référence ;
- $\Delta FP$  est le signal d'erreur mesuré sur le spectre cannelé du Fabry-Pérot à l'époque courante par rapport au spectre du Fabry-Pérot à l'époque de référence.

Cette expression est incorrecte. Nous avons vu au paragraphe 2.1 que la relation exacte s'exprime selon l'équation (7.5), soit

$$\frac{V_r^{t_c} - V_r^{t_{\text{ref}}}}{c} = \left(1 + \frac{V_r^{t_{\text{ref}}}}{c}\right) \left(\frac{\nu_{\text{OL}}^{t_{\text{ref}}} - \nu_{\text{OL}}^{t_c}}{\nu_{\text{FP}}^{t_c}}\right) - (\Delta ET - \Delta FP), \quad (7.137)$$

où  $\nu_{\text{FP}}^{t_c}$  est la fréquence du laser accordable pilote.

L'expression du traitement en direct diffère de la relation exacte par l'absence du terme  $(1 + V_r^{t_{\text{ref}}}/c)$  et le remplacement du terme  $\nu_{\text{FP}}^{t_c}$  au dénominateur par  $\nu_{\text{Ce}}$ . Voyons les conséquences que cela engendre.

#### La vitesse radiale de la source à l'époque de référence

Le terme  $(1 + V_r^{t_{\text{ref}}}/c)$  prend en compte la vitesse radiale de la source lors de l'enregistrement de la pose de référence sur l'étoile. L'AAA cherche une précision d'1 m/s dans les variations de vitesse radiale des étoiles, mais l'accéléromètre mesure



en pratique des variations beaucoup plus grandes qui correspondent à celles du terme  $V_r$  complet. La Terre, par ses mouvements de rotation et de révolution autour du Soleil, introduit une variation de vitesse radiale qui peut atteindre  $\pm 334$  m/s par jour à la latitude de l'OHP et 59 894 m/s par an. Ces valeurs dépendent bien sûr des coordonnées de l'étoile. En supposant le cas le plus défavorable, une étoile située à l'intersection de l'écliptique et de l'équateur céleste, l'accéléromètre enregistrerait une variation de 60 228 m/s sur un an.

L'AAA doit ainsi garantir la précision d'1 m/s sur la mesure des vitesses radiales sur une amplitude de 60 228 m/s. Le terme  $(1 + V_r^{t_{\text{ref}}}/c)$  est-il négligeable ? Il est multiplicatif. Il ne causera pas d'erreur périodique annuelle d'amplitude supérieure à 1 m/s si et seulement s'il reste encadré par la relation

$$1 - \frac{1}{60\,228} \leq 1 + \frac{V_r^{t_{\text{ref}}}}{c} \leq 1 + \frac{1}{60\,228}, \quad (7.138)$$

c'est-à-dire

$$|V_r^{t_{\text{ref}}}| \leq \frac{c}{60\,228}, \quad (7.139)$$

soit 4 977 m/s. La vitesse  $V_r^{t_{\text{ref}}}$  contient deux termes : la vitesse radiale de la Terre dans le référentiel solaire à l'époque de référence et la vitesse radiale du Soleil par rapport à l'étoile. La première peut aisément dépasser 5 km/s, selon la date de référence et de la déclinaison de l'étoile. Elle est connue à mieux qu'1 m/s près. La seconde, d'après les données du Centre de Données astronomique de Strasbourg<sup>34</sup>, dépasse 5 km/s pour les trois-quarts des étoiles suivies avec l'AAA depuis 2001. Elle dépasse 50 km/s pour trois d'entre elles. La valeur est généralement connue à 100 m/s près.

Le calcul montre que l'erreur engendrée dépasse plusieurs m/s. Le tableau suivant présente, en dernière ligne, l'amplitude annuelle périodique de l'erreur pour quatre étoiles.

	$\zeta$ Her	$\eta$ Cep	$\iota$ Per	$\eta$ Cas
$\alpha$	16 h 41 min	20 h 45 min	3 h 09 min	0 h 49 min
$\delta$	+31° 36'	+61° 50'	+49° 36'	+57° 48'
$V_r^{t_{\text{ref}}}$	-79,4 km/s	-85,8 km/s	66,3 km/s	17,5 km/s
$V_r^{t_c} - V_r^{t_{\text{ref}}}$	36 345 m/s	19 022 m/s	51 681 m/s	40 982 m/s
$\left  V_r^{t_c} - V_r^{t_{\text{ref}}} \right _{\text{max}}$				
erreur	-9,6 m/s	5,4 m/s	11,4 m/s	2,4 m/s

Le terme  $(1 + V_r^{t_{\text{ref}}}/c)$  de l'équation (7.137) n'est donc pas négligeable vis à vis de la précision recherchée. On remarquera cependant qu'il est suffisant de connaître la vitesse  $V_r^{t_{\text{ref}}}$  à 4,9 km/s près pour réduire l'amplitude de l'erreur à moins d'1 m/s.

### La fréquence du laser accordable

Le remplacement du terme  $\nu_{\text{FP}}^{t_c}$  par  $\nu_{\text{Ce}}$  revient à multiplier l'équation (7.137) par  $\nu_{\text{FP}}^{t_c}/\nu_{\text{Ce}}$ . Sous les conditions les plus défavorables, à savoir lorsque la variation de vitesse radiale mesurée  $V_r^{t_c} - V_r^{t_{\text{ref}}}$  atteint 60 228 m/s pour une étoile située à l'intersection de l'écliptique et de l'équateur céleste, la valeur du terme  $\nu_{\text{FP}}^{t_c}/\nu_{\text{Ce}}$  atteint  $1 + 2,23 \times 10^{-4}$ . L'amplitude de l'erreur périodique annuelle engendrée sur la mesure de

<sup>34</sup><http://cdsweb.u-strasbg.fr>

vitesse radiale d'une telle étoile atteint 13,0 m/s. Pour une autre étoile, l'amplitude est multipliée, approximativement, par le sinus de l'angle (Étoile - Terre - Pôle nord écliptique). Elle devient inférieure à 1 m/s pour les seules étoiles dont l'angle est inférieur à  $4,27^\circ$ . Il s'agit d'une petite région du ciel autour du pôle écliptique<sup>35</sup> entourée par la queue du *Dragon*. Aucune étoile actuellement surveillée avec l'AAA ne s'y trouve. Le remplacement du terme  $\nu_{FP}^{t_c}$  par  $\nu_{Ce}$  engendre donc, là aussi *a priori*, une erreur annuelle périodique non négligeable. Voyons cependant comment procède l'AAA.

### Le changement de cannelure

L'AAA génère un étirement du spectre du Fabry-Pérot équivalent à l'étirement Doppler des spectres des étoiles en agissant sur la fréquence de l'oscillateur local. La fréquence de l'oscillateur local commande et contrôle très précisément la fréquence du laser accordable pilote, qui verrouille à son tour une cannelure connue du spectre cannelé. Lorsque l'AAA change la fréquence de l'oscillateur local, il engendre instantanément la même variation de fréquence du laser accordable pilote, et provoque une variation d'écartement des lames du Fabry-Pérot qui a pour effet d'étirer le spectre cannelé. La variation d'épaisseur de la cavité Fabry-Pérot est telle que la fréquence du maximum de transmission de la cannelure choisie reste celle du laser accordable.

L'oscillateur local fonctionne sur la plage des 1–12 GHz. Les poses de référence sont toujours enregistrées à la fréquence de 8 GHz. Le laser accordable pilote suit les variations de fréquences de l'oscillateur local sur la plage des  $351,818\,678 \times 10^{12}$ – $351,829\,678 \times 10^{12}$  Hz. La fréquence d'enregistrement des poses de référence vaut  $351,825\,678 \times 10^{12}$  Hz.

Pendant l'enregistrement des poses de référence, la cannelure verrouillée par le laser accordable pilote correspond au 32 182<sup>e</sup> ordre d'interférence du Fabry-Pérot. Je l'appellerai  $k_0$ . Pour assurer par la suite un étirement du spectre cannelé équivalent à l'étirement Doppler maximal des spectres stellaires, principalement dû à la variation de vitesse radiale annuelle de la Terre, la cannelure  $k_0$  doit pouvoir subir une variation de fréquence jusqu'à 70,7 GHz. Cependant, le laser pilote n'est accordable que sur 11 GHz. Mais l'intervalle spectral libre du spectre cannelé vaut, à l'époque de référence,

$$\Delta\nu^{t_{ref}} = \frac{\nu_{FP}^{t_{ref}}}{k_0} \quad (7.140)$$

$$= \frac{\nu_{Ce} + \nu_{OL}^{t_{ref}} - \nu_{B2}}{k_0} \quad (7.141)$$

$$= \frac{351,825\,678 \times 10^{12}}{32\,182} \quad (7.142)$$

$$= 10,932\,374 \times 10^9 \text{ Hz}, \quad (7.143)$$

soit environ 10,9 GHz, Il correspond justement à la gamme d'accordabilité du laser. Aussi, quel que soit l'étirement (raisonnable) désiré pour le spectre cannelé, il existe toujours une cannelure présente sur la plage de fonctionnement du laser accordable. Pour contrôler la fréquence de la cannelure  $k_0$  en dehors de la plage de fonctionnement du laser, l'astuce consiste donc à prendre le contrôle d'une autre cannelure. La

<sup>35</sup>Coordonnées équatoriales du pôle écliptique nord :  $\alpha=18\text{h}$ ,  $\delta=90^\circ-23^\circ 26' 19''$ .

cannelure voisine d'abord, puis la suivante, etc. La cannelure  $k_0$  parcourt ainsi l'amplitude totale nécessaire de 70,7 GHz après six changements de cannelure consécutifs.

**Le traitement en direct** suppose que lorsque le laser accordable pilote contrôle une cannelure  $k_i$  autre que la cannelure  $k_0$ , le spectre cannelé subit localement un glissement en fréquence de façon à placer la fréquence de la cannelure  $k_i$  à la fréquence du laser accordable. Il suppose de cette façon que la fréquence de la cannelure  $k_0$  se trouve éloignée de la fréquence du laser pilote de  $i$  fois l'intervalle spectral libre mesuré sur le spectre cannelé de référence. Sous cette hypothèse, la fréquence de la cannelure  $k_0$  s'exprime

$$\nu_{k_0}^{tc}|_{TD} = \nu_{FP}^{tc} - i \times \Delta\nu^{t_{ref}} \quad (7.144)$$

$$= \nu_{FP}^{tc} - i \times \frac{\nu_{FP}^{t_{ref}}}{k_0}. \quad (7.145)$$

La variation de vitesse radiale entre l'époque de référence et l'époque courante s'exprime alors, selon le traitement en direct,

$$\Delta V|_{TD} = c \frac{\nu_{k_0}^{t_{ref}} - \nu_{k_0}^{tc}|_{TD}}{\nu_{Ce}} \quad (7.146)$$

$$= c \frac{\nu_{FP}^{t_{ref}} - (\nu_{FP}^{tc} - i \frac{\nu_{FP}^{t_{ref}}}{k_0})}{\nu_{Ce}} \quad (7.147)$$

$$= c \left( \frac{\nu_{OL}^{t_{ref}} - \nu_{OL}^{tc}}{\nu_{Ce}} + \frac{i}{k_0} \frac{\nu_{FP}^{t_{ref}}}{\nu_{Ce}} \right). \quad (7.148)$$

**En réalité,** l'opération provoque un étirement du spectre cannelé, non un glissement en fréquence. Lorsque le laser pilote contrôle la cannelure  $k_i$ , le nouvel intervalle spectral libre du spectre cannelé vaut

$$\Delta\nu_i^{tc} = \frac{\nu_{FP}^{tc}}{k_0 + i}, \quad (7.149)$$

et la fréquence de la cannelure  $k_0$

$$\nu_{k_0}^{tc}|_{PT} = \nu_{FP}^{tc} - i \times \Delta\nu_i^{tc} \quad (7.150)$$

$$= \nu_{FP}^{tc} - i \times \frac{\nu_{FP}^{tc}}{k_0 + i} \quad (7.151)$$

$$= \frac{k_0}{k_0 + i} \nu_{FP}^{tc}. \quad (7.152)$$

La variation de vitesse radiale véritable entre l'époque de référence et l'époque courante s'exprime donc

$$\Delta V|_{\text{PT}} = (c + V_r^{t_{\text{ref}}}) \frac{\nu_{k_0}^{t_{\text{ref}}} - \nu_{k_0}^{t_c}|_{\text{PT}}}{\nu_{k_0}^{t_c}|_{\text{PT}}} \quad (7.153)$$

$$= (c + V_r^{t_{\text{ref}}}) \frac{\nu_{\text{FP}}^{t_{\text{ref}}} - (\nu_{\text{FP}}^{t_c} - i \frac{\nu_{\text{FP}}^{t_c}}{k_0 + i})}{\nu_{k_0}^{t_c}|_{\text{PT}}} \quad (7.154)$$

$$= (c + V_r^{t_{\text{ref}}}) \left( \frac{\nu_{\text{FP}}^{t_{\text{ref}}} - \nu_{\text{FP}}^{t_c}}{\nu_{k_0}^{t_c}|_{\text{PT}}} + \frac{i}{k_0 + i} \frac{\nu_{\text{FP}}^{t_c}}{\nu_{k_0}^{t_c}|_{\text{PT}}} \right) \quad (7.155)$$

$$= (c + V_r^{t_{\text{ref}}}) \left( \frac{\nu_{\text{OL}}^{t_{\text{ref}}} - \nu_{\text{OL}}^{t_c}}{\frac{k_0}{k_0 + i} \nu_{\text{FP}}^{t_c}} + \frac{i}{k_0 + i} \frac{k_0 + i}{k_0} \right) \quad (7.156)$$

$$= (c + V_r^{t_{\text{ref}}}) \left( \frac{k_0 + i}{k_0} \frac{\nu_{\text{OL}}^{t_{\text{ref}}} - \nu_{\text{OL}}^{t_c}}{\nu_{\text{Ce}} + \nu_{\text{OL}}^{t_c} - \nu_{\text{B2}}} + \frac{i}{k_0} \right). \quad (7.157)$$

**L'erreur commise** par le traitement en direct est-elle négligeable ? La différence entre les expressions (7.148) et (7.157) est présentée dans le tableau 7.5. Le calcul suppose que la vitesse de la source à l'époque de référence  $V_t^{t_{\text{ref}}}$  est nulle afin de mettre en évidence la seule influence du changement de cannelure. Il apparaît que le passage de la cannelure de référence  $k_0$  à ses voisines perturbe peu les mesures, malgré le remplacement du terme  $\nu_{\text{FP}}^{t_c}$  par  $\nu_{\text{Ce}}$ . L'erreur sur la variation de vitesse radiale depuis l'époque référence ne dépasse pas 0,6 m/s tant que le laser pilote prend le contrôle d'une cannelure  $k_i$  telle que  $|i| \leq 2$ , et 1 m/s tant que  $|i| \leq 3$ . Pour les cannelures plus lointaine (pour  $|i| \geq 4$ ), l'écart augmente cependant et dépasse parfois le m/s : l'erreur reste très faible lorsque la fréquence de l'oscillateur local est proche de 1 GHz, alors qu'elle est maximale autour de 12 GHz. Nous prédisions pourtant une erreur jusqu'à 13,4 m/s, il n'en est finalement rien. Comment l'expliquer ? Le laser pilote ne parcourt pas 70,7 GHz mais un domaine de fréquence beaucoup plus petit, de 11 GHz. Sur la plage d'accordabilité du laser, lorsque le laser contrôle la cannelure  $k_0$ , le remplacement du terme  $\nu_{\text{FP}}^{t_c}$  par  $\nu_{\text{Ce}}$  n'introduit pas d'erreur supérieure à 0,1 m/s. Parallèlement, lorsque le laser pilote prend le contrôle d'une cannelure  $k_i$  autre que  $k_0$ , l'écart entre les fréquences de la cannelure  $k_0$  supposée  $\nu_{k_0}^{t_c}|_{\text{TD}}$  et réelles  $\nu_{k_0}^{t_c}|_{\text{PT}}$  vaut

$$\varepsilon = \nu_{k_0}^{t_c}|_{\text{TD}} - \nu_{k_0}^{t_c}|_{\text{PT}} = i \left( \frac{\nu_{\text{FP}}^{t_c}}{k_0 + i} - \frac{\nu_{\text{FP}}^{t_{\text{ref}}}}{k_0} \right). \quad (7.158)$$

Lorsque la fréquence du laser accordable pilote  $\nu_{\text{FP}}^{t_c}$  vaut la fréquence de référence  $\nu_{\text{FP}}^{t_{\text{ref}}}$ , c'est-à-dire lorsque la fréquence de l'oscillateur local vaut  $\nu_{\text{OL}}^{t_c} = 8$  GHz, l'expression se simplifie et s'exprime

$$\varepsilon = \nu_{\text{FP}}^{t_{\text{ref}}} \frac{i^2}{k_0 (k_0 + 1)} \approx \nu_{\text{FP}}^{t_{\text{ref}}} \frac{i^2}{k_0^2}, \quad (7.159)$$

soit approximativement  $i^2 \times 0,3$  MHz. Pour  $i=6$ , l'écart vaut 12,2 MHz et correspond à une erreur de vitesse radiale de 10,4 m/s, mais de signe opposé à l'erreur introduite

TAB. 7.5 – Erreur commise par le traitement en direct suite au remplacement du terme  $\nu_{\text{FP}}^{t_c}$  de l'équation (7.137) par  $\nu_{\text{Ce}}$  et l'approximation posée lors du changement de cannelure.  $i$  : n° de la cannelure par rapport à celle de référence ;  $\nu_{\text{OL}}^{t_c}$  : fréquence de l'oscillateur local ;  $\Delta V|_{\text{TD}}$  : variation de vitesse radiale depuis l'époque de référence mesurée par le traitement en directe ;  $\Delta V|_{\text{PT}}$  : variation de vitesse réelle calculée par le post-traitement.

$i$	$\nu_{\text{OL}}^{t_c}$	$\Delta V _{\text{TD}}$	$\Delta V _{\text{PT}}$	$\Delta V _{\text{TD}} - \Delta V _{\text{PT}}$
6	1 GHz	61859.3 m/s	61859.2 m/s	0.1 m/s
	8 GHz	55894.4 m/s	55893.2 m/s	1.2 m/s
	12 GHz	52485.9 m/s	52484.2 m/s	1.8 m/s
5	1 GHz	52543.6 m/s	52543.4 m/s	0.1 m/s
	8 GHz	46578.7 m/s	46577.7 m/s	1.0 m/s
	12 GHz	43170.2 m/s	43168.8 m/s	1.5 m/s
4	1 GHz	43227.8 m/s	43227.7 m/s	0.1 m/s
	8 GHz	37263.0 m/s	37262.1 m/s	0.8 m/s
	12 GHz	33854.5 m/s	33853.3 m/s	1.1 m/s
3	1 GHz	33912.1 m/s	33912.0 m/s	0.1 m/s
	8 GHz	27947.2 m/s	27946.6 m/s	0.6 m/s
	12 GHz	24538.7 m/s	24537.9 m/s	0.8 m/s
2	1 GHz	24596.3 m/s	24596.3 m/s	0.1 m/s
	8 GHz	18631.5 m/s	18631.1 m/s	0.4 m/s
	12 GHz	15223.0 m/s	15222.5 m/s	0.5 m/s
1	1 GHz	15280.6 m/s	15280.6 m/s	0.0 m/s
	8 GHz	9315.7 m/s	9315.5 m/s	0.2 m/s
	12 GHz	5907.2 m/s	5907.0 m/s	0.2 m/s
0	1 GHz	5964.9 m/s	5964.9 m/s	0.0 m/s
	8 GHz	0.0 m/s	0.0 m/s	0.0 m/s
	12 GHz	-3408.4 m/s	-3408.3 m/s	0.0 m/s
-1	1 GHz	-3350.8 m/s	-3350.8 m/s	0.0 m/s
	8 GHz	-9315.6 m/s	-9315.4 m/s	-0.1 m/s
	12 GHz	-12724.1 m/s	-12723.7 m/s	-0.3 m/s
-2	1 GHz	-12666.5 m/s	-12666.5 m/s	0.0 m/s
	8 GHz	-18631.4 m/s	-18631.0 m/s	-0.3 m/s
	12 GHz	-22039.9 m/s	-22039.1 m/s	-0.6 m/s
-3	1 GHz	-21982.3 m/s	-21982.2 m/s	0.0 m/s
	8 GHz	-27947.1 m/s	-27946.5 m/s	-0.5 m/s
	12 GHz	-31355.6 m/s	-31354.6 m/s	-1.0 m/s
-4	1 GHz	-31298.0 m/s	-31297.9 m/s	0.0 m/s
	8 GHz	-37262.9 m/s	-37262.0 m/s	-0.7 m/s
	12 GHz	-40671.4 m/s	-40670.0 m/s	-1.3 m/s
-5	1 GHz	-40613.7 m/s	-40613.6 m/s	0.0 m/s
	8 GHz	-46578.6 m/s	-46577.6 m/s	-0.9 m/s
	12 GHz	-49987.1 m/s	-49985.4 m/s	-1.6 m/s
-6	1 GHz	-49929.5 m/s	-49929.4 m/s	0.0 m/s
	8 GHz	-55894.3 m/s	-55893.1 m/s	-1.1 m/s
	12 GHz	-59302.8 m/s	-59300.8 m/s	-1.9 m/s

par le remplacement du terme  $\nu_{\text{FP}}^{t_c}$  par  $\nu_{\text{Ce}}$ . Les deux approximations se compensent donc presque parfaitement. Pierre Connes ne semblait pas avoir conscience de l'influence importante de ces deux approximations et de leur heureuse compensation mutuelle [61].

### Remplacement des signaux d'erreur

La variation de vitesse radiale calculée par le traitement en direct (TD) s'exprime

$$(V_r^{t_c} - V_r^{t_{\text{ref}}})_{\text{TD}} = c \frac{\nu_{k_0}^{t_{\text{ref}}} - \nu_{k_0}^{t_c} |_{\text{TD}}}{\nu_{\text{Ce}}} - (\Delta ET_{\text{TD}} - \Delta FP_{\text{TD}}), \quad (7.160)$$

où  $\Delta ET_{\text{TD}}$  et  $\Delta FP_{\text{TD}}$  sont les signaux d'erreur mesurés sur les spectres de l'étoile et du Fabry-Pérot. Le traitement sauvegarde les valeurs  $(V_r^{t_c} - V_r^{t_{\text{ref}}})_{\text{TD}}$ ,  $\Delta ET_{\text{TD}}$  et  $\Delta FP_{\text{TD}}$ .

La formule proposée par le post-traitement (PT) s'exprime

$$(V_r^{t_c} - V_r^{t_{\text{ref}}})_{\text{PT}} = (c + V_r^{t_{\text{ref}}}) \frac{\nu_{k_0}^{t_{\text{ref}}} - \nu_{k_0}^{t_c} |_{\text{PT}}}{\nu_{k_0}^{t_c} |_{\text{PT}}} - (\Delta ET_{\text{PT}} - \Delta FP_{\text{PT}}), \quad (7.161)$$

où  $\Delta ET_{\text{PT}}$  et  $\Delta FP_{\text{PT}}$  sont les signaux d'erreur mesurés par le post-traitement. Le passage de l'expression (7.160) à l'expression (7.161) demande

- d'ajouter aux résultats du traitement en direct les signaux d'erreur  $\Delta ET_{\text{TD}}$  et  $\Delta FP_{\text{TD}}$  ;
- de retrouver par calcul la fréquence  $\nu_{k_0}^{t_c}$  qu'occupait la cannelure  $k_0$  pour chaque époque courante ;
- d'en déduire le numéro d'interférence de la cannelure  $k_i$  contrôlée par le laser accordable pilote, et la fréquence du laser sur la plage des 1–12 GHz ;
- d'exprimer enfin la variation de vitesse correspondante à la fréquence de la cannelure  $k_0$ , selon l'équation (7.161), et de soustraire les signaux d'erreur  $\Delta ET_{\text{PT}}$  et  $\Delta FP_{\text{PT}}$  calculés par le post-traitement.

Ce traitement est pris en charge pas le 5<sup>e</sup> module du post-traitement.

### Quelques résultats

La figure 7.52 présente les résultats obtenus avec le traitement en direct (points rouges) et le post-traitement (points bleus) pour l'étoile  $\eta$  Cas, une étoile surveillée avec l'AAA. Chaque nuage de points correspond à une campagne d'observation de quelques jours, entre les mois d'octobre 2001 et de mars 2003. Les campagnes d'observations sont elles mêmes espacées de plusieurs mois. Les mesures issues du traitement en direct ne se stabilisent pas autour d'une valeur constante. Nous avons reporté sur la même figure, mais sous une échelle arbitraire, la valeur de la vitesse radiale de la Terre au moment des enregistrements (croix vertes). En réalité, sa valeur s'élève à quelques dizaines de km/s. On distingue dès lors que les écarts de vitesse mesurés par le traitement en direct sont corrélés à la vitesse radiale de la Terre. La vitesse radiale de la Terre est donc bien à l'origine de perturbations au sein des résultats du traitement en direct. En revanche, les valeurs obtenues avec le post-traitement semblent ne plus être affectées par le phénomène. Les multiples corrections numériques mises en œuvre sont donc particulièrement efficaces.

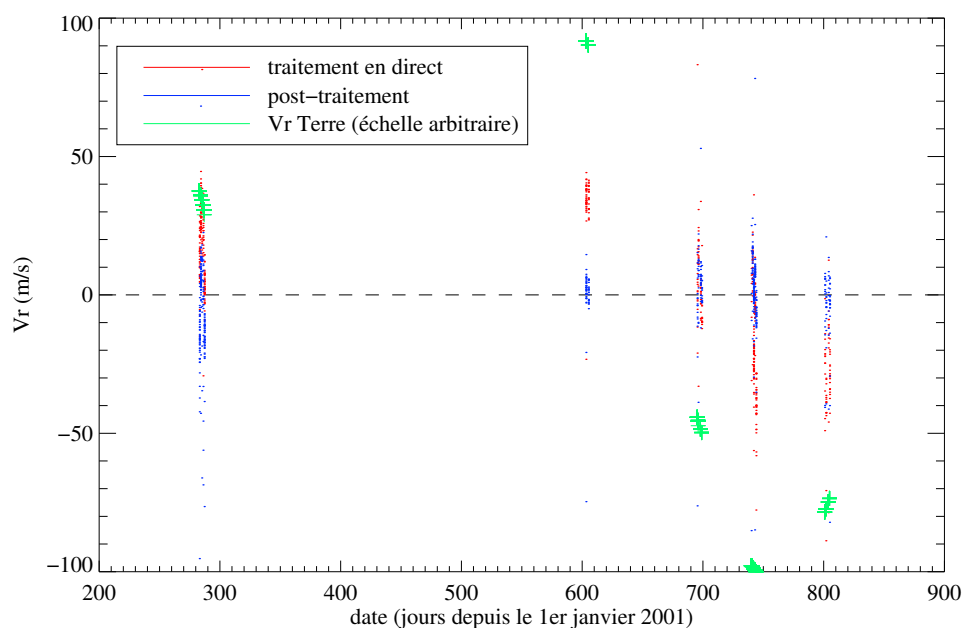


FIG. 7.52 – Mesures élémentaires de vitesse radiale de l'étoile  $\eta$  Cas d'octobre 2001 à mars 2003.

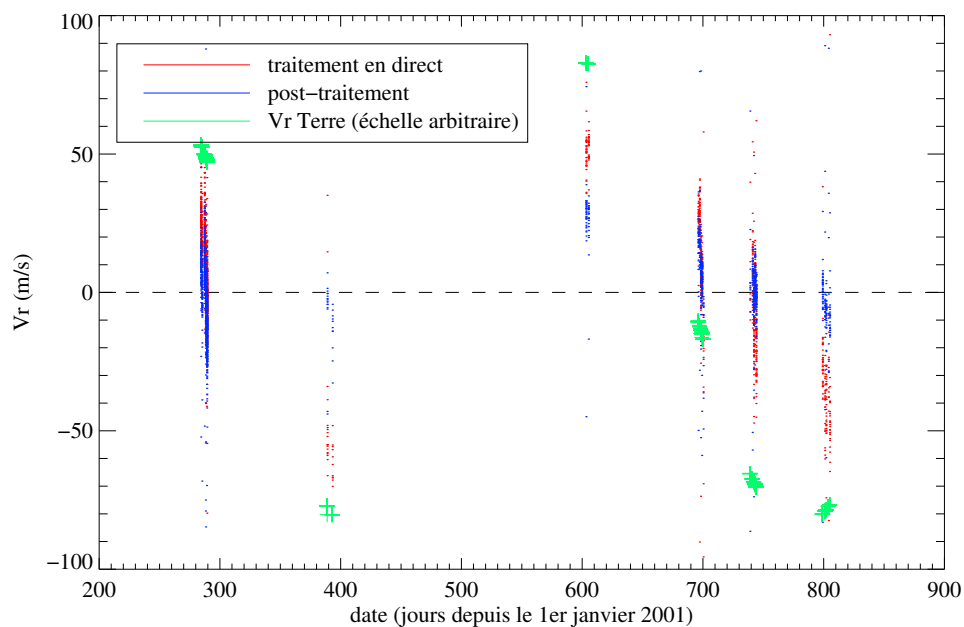


FIG. 7.53 – Mesures élémentaires de vitesse radiale de l'étoile  $\iota$  Per d'octobre 2001 à mars 2003.

La figure 7.53 présente maintenant les résultats obtenus pour l'étoile  $\iota$  Per. Cette fois, les résultats du post-traitement semblent ne pas se stabiliser autour d'une valeur de vitesse constante, laissant supposer soit une dérive instrumentale résiduelle et aujourd'hui toujours inconnue, soit une réelle perturbation de l'étoile.

Pour ces deux figures, chaque point représente la valeur d'une mesure de vitesse radiale individuelle obtenue pendant typiquement 5 minutes de pose. Ces mesures individuelles ne correspondent pas à la mesure définitive, pour laquelle plusieurs mesures individuelles sont nécessaires afin d'améliorer la précision. Sur la figure 7.54, nous avons regroupé l'ensemble des mesures d'une même nuit au sein d'un point unique. La valeur est construite comme la moyenne pondérée par l'inverse de la variance, sur le même principe que lors de l'extraction spectrale du post-traitement. Les barres d'erreurs ne sont pas représentées. Cependant, si la variance calculée à partir des bruits de photons et d'électronique de la caméra CCD est inférieure à  $1 \text{ (m/s)}^2$ , la déviation standard mesurée sur les nuages de points de chaque nuit s'élève

- de 1,9 à 5,3 m/s avec une moyenne autour de 3,8 m/s pour l'étoile  $\eta$  Cas ;
- de 1,9 à 6,5 m/s avec une moyenne autour de 4,0 m/s pour l'étoile  $\iota$  Per.

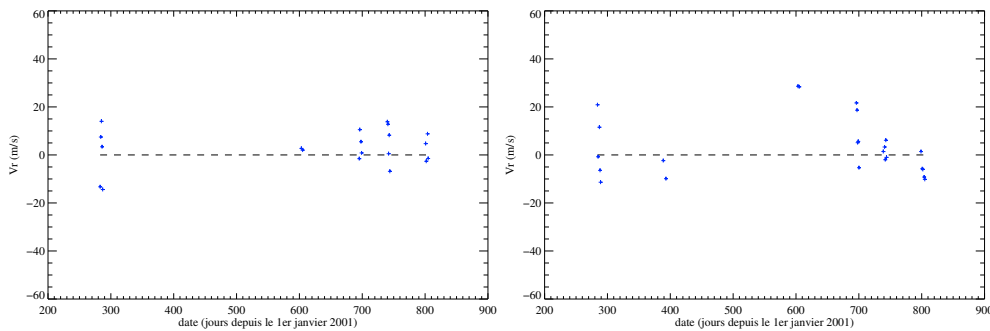


FIG. 7.54 – Mesures quotidiennes de vitesse radiale des l'étoile  $\eta$  Cas et  $\iota$  Per d'octobre 2001 à mars 2003.

Pour les étoiles, l'instrumentation paraît donc stable à 4 m/s en cours de nuit, ce qui est remarquable. On remarquera toutefois les écarts plus importants d'une nuit aux suivantes au sein d'une même campagne d'observation. Parallèlement, les mesures identiques réalisées sur un spectre stellaire simulé en laboratoire obtenu à partir de la lampe source au Xénon et la cuve à iode ont révélé que l'instrumentation est stable à mieux que 0,60 m/s sur une période de 6 mois. On pourrait donc s'attendre à obtenir cette précision record pour les mesures de vitesse radiales des étoiles. D'où proviennent les perturbations, près de 4 fois supérieures au bruit de photons ? L'origine peut être multiple. Elle peut provenir

- du flux de lumière reçu ;
- des oscillations propres de la surface de l'étoile ;
- de la transmission de l'atmosphère ;
- de la dispersion chromatique atmosphérique ;
- du givre formé occasionnellement sur la fenêtre de la caméra CCD ;
- de l'asservissement en température du spectromètre ;
- de l'étirement optique des spectres stellaire et de leur correction numérique.

Voyons les plus en détail.



**Le flux de lumière** provenant de l'étoile est très inférieur au flux de lumière de la source de laboratoire. Parallèlement, d'une nuit à l'autre, les variations de transmission de l'atmosphère font que nous ne recevons pas le même flux en provenance de l'étoile. Or nous avons vu au paragraphe 3.7 que la caméra présente un petit défaut de linéarité : son gain n'est pas rigoureusement constant sur toute la dynamique mais s'affaiblit de près de 16 % aux voisinages de 2 900 ADU au gain 1 et de 11 000 ADU au gain 2. Ce défaut n'est pas corrigé dans la chaîne de traitement actuelle, et peut induire des écarts de vitesse artificiels.

**Les perturbations intrinsèques aux étoiles** ne sont pas reproduites par la source de laboratoire. Les étoiles possèdent leurs propres perturbations liées aux oscillations de leurs surfaces. L'étoile  $\eta$  Cas est cependant connue pour sa grande stabilité. L'est-elle à une dizaines de mètres par seconde ?

**L'absorption de l'atmosphère de la Terre** varie d'une nuit à l'autre. Nous n'avons retiré du traitement que les raies d'absorption du dioxygène et de la vapeur d'eau les plus importantes. Nous pouvons donc nous attendre à observer une corrélation résiduelle des mesures avec la vitesse radiale de la Terre, mais nous constatons pour l'instant qu'il n'en est rien.

**La dispersion chromatique atmosphérique** joue un rôle non négligeable. Nous avons montré au paragraphe 5 que le correcteur de dispersion installé en amont de la fibre optique du spectromètre est très efficace, mais peut laisser une erreur résiduelle de près de 2 m/s corrélée avec la hauteur de l'étoile et son angle parallactique sur le ciel. L'installation d'un brouilleur d'image à double fibres sur le spectromètre ÉMILIE 2 devrait la faire disparaître définitivement. Elle n'est cependant pas la cause recherchée ici puisque d'une nuit à l'autre au sein d'une même campagne de mesures, les coordonnées altazimutales de l'étoiles restent inchangées.

**Le givre formé sur la fenêtre de la caméra CCD** perturbe les mesures, mais une fois encore l'effet se répercute aussi bien sur les mesure de vitesse radiales des étoiles que celles pour le spectre de l'iode. Les mesures n'ont cependant pas été prises au cours de la même période, et l'on peut éventuellement supposer que les problèmes de givre étaient plus important pendant les campagnes d'observation.

**La température du spectromètre** est un paramètre critique. La précision recherchée nous impose un asservissement en température des divers éléments du spectromètre situés à l'intérieur de la cuve à vide à mieux qu'au 1/100<sup>e</sup> de degré. En octobre 2001, la température de la salle d'observation du télescope n'était plus maîtrisée par l'OHP, ce qui nous posa de sérieuses difficultés pour l'asservissement en température d'ÉMILIE. Cette perturbation se remarque sur les figure 7.52 et 7.53 : la dispersion des mesures au cours de la première campagne d'observation présentée est supérieure aux suivantes.

**L'étirement optique des spectres et la correction numérique** déforment les spectres des étoiles mais non les spectres de l'iode, fixes en longueur d'onde. Au bord des ordres spectraux, l'étirement peut atteindre 1 spectel dans les cas défavorables, soit un écart de plus de 1410 m/s. La correction numérique est efficace, mais l'est-elle à moins d'1 m/s ? Elle peut être source d'un bruit numérique plus important. Le mouvement combiné des fentes d'entrée et de sortie du spectromètre ÉMILIE 2 permettra de supprimer cette déformation indésirable. Elle reste pour le moment la source de bruit majoritaire la plus probable.

## 8) Bilan

Le spectromètre ÉMILIE, dédié à l'AAA mais aussi utilisable avec un étalonnage classique, vise à atteindre une précision vélocimétrique de 1 m/s à court terme comme à long terme. Cet instrument pourrait permettre la découverte d'une nouvelle gamme de planètes extrasolaires et de détecter et caractériser les modes d'oscillation de plusieurs dizaines d'étoiles de type solaire. Mais la réalisation d'un spectrographe astronomique dédié aux mesures si précises de vitesses radiales stellaires est un projet ambitieux, dont l'achèvement n'est pas facile.

Depuis 2001, les mesures de vitesses radiales d'une étoile stable sur une durée d'une semaine sont fidèles à mieux que 3 m/s. Pour l'étoile  $\eta$  Cas, la stabilité des mesures sur 7 jours varie selon les campagnes d'observation de 1,5 à 2,2 m/s. La stabilité à court terme est donc presque atteinte.

Sur le long terme, à partir de six mois, la précision vélocimétrique de l'AAA et d'ÉMILIE mesurée en laboratoire atteint la précision record de 60 cm/s, ce qui est très encourageant. Toutefois, cette stabilité sur le ciel n'était pas atteinte en 2001. Nous avons depuis identifié plusieurs causes. Certaines sont liées à des erreurs de programmation et ont pu être corrigées. Cependant, d'autres dérives proviennent de l'instrumentation elle-même. Les sources de dérive prépondérantes sont la formation de givre sur la fenêtre du CCD et la correction optique insuffisante de l'étirement Doppler du spectre des étoiles dû à la révolution de la Terre autour du Soleil. Ces problèmes instrumentaux nous ont convaincu qu'il fallait revoir la conception mécanique du spectromètre ÉMILIE. Le nouveau spectromètre, baptisé ÉMILIE 2, sera beaucoup plus soigné. Il est en cours d'assemblage à l'OHP.

Parallèlement, nous avons engagé une solution de correction numérique au sein d'un programme de post-traitement pour récupérer une partie des résultats acquis pendant les trois années de fonctionnement. Aujourd'hui, grâce à ce traitement, la stabilité des mesures atteint 0,86 m/s sur 1 an et demi pour l'étoile  $\eta$  Cas, et l'étoile  $\iota$  Per semble suspecte.

Le spectromètre ÉMILIE et l'AAA restent cependant un instrument de recherche et développement pour étudier les problèmes et les limites de la mesure de vitesse radiale des étoiles. Notre projet est important pour l'avenir des futurs projets de vitesses radiales. Aujourd'hui déjà, un certain nombre d'options technologiques du développement de l'AAA et d'ÉMILIE sont présentes sur le spectromètre *Harps*. Comme l'AAA et ÉMILIE, le spectromètre *Harps* est placé dans une cuve à vide, et la méthode de calcul de vitesse radiale repose sur l'algorithme de Pierre Connes.

L'ensemble AAA & ÉMILIE 2 possède un ensemble de spécifications qui en font

un instrument novateur. La nouvelle structure en invar d'ÉMILIE 2 devrait aboutir à une stabilité encore jamais atteinte. La résolution supérieure à 135 000 permet de diminuer les effets engendrées par les variations du faisceau. Le système de guidage *tip-tilt* est un point important pour sa stabilisation. Enfin, l'AAA repositionne systématiquement ses spectres sur les mêmes pixels de sa caméra CCD, ce qui lui apporte un atout unique.

Ainsi, avec ses caractéristiques, l'équipe va chercher à savoir s'il est possible d'obtenir une précision de vitesse radiale inférieure à 1 m/s pour un plus grand nombre d'étoiles. Atteindre une précision de 10 cm/s permettrait de détecter des planètes extrasolaires de masse comparable à celle de la Terre. Le programme ne concerne pas pour le moment la détection d'un grand nombre de planètes. Il se concentre sur un nombre restreint d'étoiles stables pour démontrer la précision maximum réalisable. Il doit permettre d'identifier les obstacles pour la détection de planètes de faible masse.

# Table des figures

1.1	Planisphère réalisé à partir des données recueillies par le laser altimètre MOLA embarqué à bord de la sonde <i>Mars Global Surveyor</i> . La carte est composée de 200 millions d'impulsions ponctuelles et de 5 millions de nœuds. La résolution est d'environ 15 km à l'équateur et un peu moins aux latitudes plus élevées. La précision verticale est de 5 mètres. D'après NASA / MOLA Science Team. . . . .	13
1.2	La calotte polaire sud vue par l'expérience <i>Omega</i> sur <i>Mars-Express</i> , le 18 janvier 2004, sous trois bandes spectrales : de gauche à droite, canal glace d'eau, canal glace de dioxyde de carbone, et canal visible. Pour les deux premières, en fausses couleurs, l'intensité du signal est croissant du rouge vers le bleu foncé. Crédit : ESA - OMEGA. . . . .	18
2.1	Représentation simplifiée d'une occultation par les différentes couches atmosphériques d'une planète. Pour une atmosphère non terrestre, le récepteur peut être situé sur Terre et observer depuis le sol, ou en orbite autour de la planète. . . . .	23
2.2	Effet de la réfraction atmosphérique sur les faisceaux optiques [19]. . . . .	24
2.3	Sections efficaces d'absorption du dioxyde de carbone et de l'ozone, de 120 à 330 nm. . . . .	29
3.1	L'instrument <i>Spicam</i> Étoile (Document SA). . . . .	37
3.2	À gauche : la sonde <i>Mars-Express</i> sur l'étage <i>Fregat</i> . Le module <i>Beagle 2</i> est fixé au sommet de l'orbiteur ; à droite : la sonde <i>Mars-Express</i> en orbite martienne (images : ESA/MediaLab). . . . .	39
3.3	Lancement de <i>Mars-Express</i> le 2 juin 2003 à bord d'une fusée <i>Molnya/Fregat</i> depuis le cosmodrome de Baïkonour au Kazakhstan (Photo ESA/STARSEM-S CORVAJA 2003). . . . .	40
3.4	Spectres UV de la haute atmosphère de Mars acquis par <i>Mariner 6</i> et <i>Mariner 7</i> , entre 110 et 400 nm (résolution : 2 nm). Spectres au limbe entre 140 et 180 km d'altitude, sommes de 4 poses individuelles [2]. . . . .	44
3.5	Représentation latitude-altitude du taux d'émission prévu du dioxygène à 1,27 $\mu\text{m}$ suivant la longitude solaire, à $t = 12 \text{ h}$ ( $10^4 \text{ ph.cm}^{-3}.\text{s}^{-1} = \text{kR.km}^{-1}$ ), pour (a) $\text{Ls} = 0^\circ$ , (b) $\text{Ls} = 90^\circ$ , (c) $\text{Ls} = 180^\circ$ , et (d) $\text{Ls} = 270^\circ$ [35]. . . . .	45

3.6	Schéma optique (a) et vue supérieure sans capot (b) du spectromètre <i>Spicam-Light</i> . 1 – Entrée du canal UV ; 2 – Miroir parabolique off-axis ; 3 – Fente escamotable ; 4 – Réseau UV holographique concave ; 5 – intensificateur ; 6 – CCD ; 7 – Objectif du canal IR ; 8 – Diaphragme de champ ; 9,11 – Lentilles collimatrices ; 10 – Cristal AOTF ; 12 – Piège à lumière pour faisceau direct ; 13 – Lentilles des détecteurs ; 14 – Détecteur du faisceau <i>extra-ordinaire</i> ; 15 – Détecteur du faisceau <i>ordinaire</i> ; 16 – Entrée solaire (obturée hors occultations solaires) ; 17,21 – Miroirs plats ; 18 – Entrée solaire IR ; 19 – Fibre optique ; 20 – Micro-lentille collimatrice (Documents SA). . . . .	49
4.1	Détecteur du senseur UV de <i>Spicam-Light</i> (Documents SA). . . . .	53
4.2	Principe du transfert de charges dans le CCD <i>TH7863</i> . . . . .	54
4.3	(a) – Intensificateur du détecteur UV, (b) – galette de micro-canaux de l'intensificateur (d'après document Hamamatsu). . . . .	56
4.4	Principe de fonctionnement d'un intensificateur à galette de micro-canaux. . . . .	56
4.5	Cartes du boîtier <i>servitudes</i> (Documents SA). . . . .	57
4.6	Modes de lecture du CCD :(a) mode fenêtre, ou mode « C » ; (b) mode spectromètre, ou mode « D » ; (c) mode spectromètre avec <i>binning</i> programmable, ou mode « E » ; (d) mode spectromètre avec <i>binning</i> progressif, ou mode « F » . . . . .	59
4.7	Chaîne de détection optique UV. Efficacité des sous ensembles. . . . .	61
4.8	Réflectivité de l'aluminium avec et sans revêtement protecteur de $MgF_2$ (deux épaisseurs différentes) [36]. . . . .	63
4.9	Mesure de la réflectivité du miroir UV de <i>Spicam-Light</i> . On distingue à gauche le miroir monté seul sur la plaque de base de l'instrument, à droite les deux photomultiplicateurs et la plaque métallique supportant le diaphragme de 7 mm. Le faisceau arrive de la droite (documents SA) . . . . .	63
4.10	Transmission optique du fluorure de magnésium $MgF_2$ , du saphir, et du verre utilisé pour l'optique du détecteur (d'après document HAMAMATSU). . . . .	67
4.11	Sensibilité et efficacité quantique de la photocathode de l'intensificateur d'image V52550-07MOD (d'après document HAMAMATSU). . . . .	68
4.12	Gain relatif $G_{HT}$ des intensificateurs UV, en fonction (a) de la haute tension, (b) du niveau HT de la commande. . . . .	71
4.13	Courbe d'émission de l'écran de phosphore. Le maximum se trouve à 545 nm (d'après document HAMAMATSU). . . . .	72
4.14	Cartographie du faisceau synchrotron : Intensité du faisceau incident en entrée de la cuve <i>Neptune</i> selon la table 4.7. . . . .	79
4.15	Image de la tache synchrotron (à gauche), ligne (au centre) et colonne (à droite) extraites passant par le pixel d'intensité maximale, à divers longueur d'ondes. La largeur à mi-hauteur est représentée en rouge. . . . .	85
4.16	Image de la tache synchrotron (à gauche), ligne (au centre) et colonne (à droite) extraites passant par le pixel d'intensité maximale, à divers longueur d'ondes. La largeur à mi-hauteur est représentée en rouge. . . . .	86

4.17	Reconstitution d'une bande CCD de 384 pixels (pleine largeur) $\times$ 50 pixels à partir d'enregistrements en mode fenêtre de 40 $\times$ 50 pixels, marquant les positions du faisceau synchrotron à (de droite à gauche) 121,6 nm, 140,0 nm, 160,0 nm, 184,9 nm, 220,0 nm, 253,7 nm et 280,0 nm pour le senseur UV MV <sub>1</sub> . L'intensité des taches est normalisée pour être chaque fois la même. . . . .	87
4.18	Courbe d'étalonnage en longueur d'onde du senseur UV MV <sub>1</sub> . Les croix noires représentent les mesures. La courbe rouge est une droite au sens des moindres carrés. La pente vaut -0,544 nm/pixel. La déviation standard vaut 0,17 nm. . . . .	88
4.19	Position de la lame de saphir sur le senseur UV MV <sub>1</sub> . De haut en bas : image spectrale du faisceau synchrotron enregistrée lorsque le monochromateur présent sur la ligne de lumière est placé sur l'ordre zéro ; intensité du signal le long de trois lignes, la ligne 93 passant par le pixel d'intensité maximale et les lignes 89 et 96 proches du pied du profil vertical ; largeur à mi-hauteur du signal mesurée sur les colonnes ; position du centre du profil vertical mesuré sur les colonnes. . . . .	90
4.20	Image de la tache synchrotron (à gauche) enregistrée à divers longueurs d'ondes avec le senseur UV MV <sub>2</sub> . Ligne (au centre) et colonne (à droite) extraites passant par le pixel d'intensité maximale. La largeur à mi-hauteur est représentée en rouge. . . . .	92
4.21	(a) : Image CCD complète présentant l'enregistrement superposé des 9 taches du faisceau à 253,7 nm. Le senseur a été tourné de quelques minutes d'arc dans huit directions autour de l'axe optique de l'instrument. (b) : Courbes d'isovaleurs sur le champ exploré. . . . .	94
4.22	Reconstitution d'une bande CCD de 384 pixels (pleine largeur) $\times$ 50 pixels à partir d'enregistrements en mode fenêtre de 40 $\times$ 50 pixels, marquant les positions du faisceau synchrotron à (de droite à gauche) 121,6 nm, 160,7 nm, 200,0 nm, 253,7 nm et 279,3 nm pour le senseur UV MV <sub>2</sub> . L'intensité des taches est normalisée pour être chaque fois la même. . . . .	94
4.23	Courbe d'étalonnage en longueur d'onde du senseur UV MV <sub>2</sub> . Les croix noires représentent les mesures. La courbe rouge est une droite au sens des moindres carrés. La pente vaut -0,545 nm/pixel. La déviation standard vaut 0,10 nm. . . . .	95
4.24	Position de la lame de saphir sur le senseur UV MV <sub>2</sub> . De haut en bas : image spectrale du faisceau synchrotron enregistrée lorsque le monochromateur présent sur la ligne de lumière est placé sur l'ordre zéro ; intensité du signal le long de trois lignes ; largeur à mi-hauteur du signal mesurée sur les colonnes ; position du centre du profil vertical mesuré sur les colonnes. . . . .	97
4.25	Flux solaire au niveau de l'orbite martienne, d'après la base de données <i>Solspec</i> ; transmission des optiques de l'instrument UV ; réponse spectrale de la photocathode ; section efficace de l'entrée <i>Nadir</i> , en cm <sup>2</sup> ; estimation du spectre solaire enregistré au gain le plus faible de l'intensificateur, en ADU/s. . . . .	98
4.26	Image spectrale d'une étoile obtenue pendant la croisière. Les longueurs d'ondes sont croissantes de droite à gauche. . . . .	102

4.27	Spectre de l'étoile $\zeta$ <i>Puppis</i> observée après son lever au cours de l'orbite 17, le 13 janvier 2004. Ce spectre correspond à la moyenne d'environ 100 mesures de 0,64 s. Au gain utilisé, 1 ADU correspond à 1,5 photoévénement. Le courant d'obscurité est retranché. En abscisse, la longueur d'onde est obtenue en recalant le spectre avec la raie d'absorption <i>Lyman <math>\alpha</math></i> (121,6 nm). . . . .	103
4.28	Distribution de la lumière sur le détecteur pour le spectre d'une étoile par un codage couleur de l'intensité. En abscisse, le n° des pixels. En ordonnée, le n° des bandes de mesure. Entre chaque bandes, les valeurs sont obtenues par interpolation linéaire. . . . .	104
4.29	Distribution de la lumière sur le détecteur pour le spectre d'une étoile obtenu en mode <i>image</i> (celle de la figure 4.26). En abscisse, le n° de ligne du CCD. En ordonnée, l'intégrale des ADU obtenus sur chaque ligne de CCD. Le spectre est globalement centré sur les lignes 143–144, correspondant au centre du CCD. La lumière parasite s'étend sur plusieurs dizaines de lignes avec un niveau de plus en plus faible. En tirets, la gaussienne ajustée ; en pointillés, la lorentzienne ajustée. . . .	104
4.30	Surface efficace $S_{\text{eff}}$ de <i>Spicam-Light</i> en fonction de la longueur d'onde. Les observations des quatre étoiles montrent un résultat un peu différent comparées aux estimations issues des étalonnages au sol sur les deux régions du détecteur : avec la lame de saphir et sans la lame de saphir. . . . .	105
4.31	Spectre mesuré au nadir par <i>Spicam-Light</i> au voisinage de l'équateur à la première observation en orbite (en rouge, moyenne sur 16 secondes), comparé à une prédiction du spectre solaire qui serait vu par <i>Spicam-Light</i> (en bleu). . . . .	107
4.32	Comparaison de deux spectres moyennés recueillis vers l'équateur (en rouge) et vers 45° de latitude nord(en noir). Les accidents spectraux sont similaires, mais le rapport entre les deux courbes n'est pas constant : l'albédo de Mars a varié. . . . .	108
4.33	En rouge : albédo relatif, construit comme le rapport du spectre moyen à l'équateur par celui à 45° de latitude nord. En bleu : modèle de l'absorption spectrale de l'ozone pour une quantité d'ozone 200 fois plus faible que sur Terre. En vert : modèle pour la quantité terrestre d'ozone, qui illustre le rôle protecteur de l'ozone vis à vis des ultraviolets solaires sur terre, pratiquement inexistant sur Mars. . . . .	108
4.34	Deux spectres ultraviolets recueillis lors du passage au péricentre de l'orbite 103, en visée au nadir au-dessus du pôle sud de Mars. En bleu : visée au dessus de la calotte polaire sud. En rouge : visée non loin de la calotte. . . . .	110
4.35	Albédo relatif de la calotte polaire sud, en considérant le spectre obtenu hors calotte comme référence. . . . .	110
4.36	Variation des signaux ultraviolet et infrarouge observés au limbe, d'abord vers le sol de Mars (partie gauche, altitudes négatives au-dessus du limbe), puis au-dessus du limbe. . . . .	111

4.37	Spectre de l'émission du <i>dayglow</i> de la haute atmosphère de Mars, obtenu lors de l'orbite n°44, par moyenne des mesures de 100 à 173 km d'altitude. . . . .	111
4.38	Position approximative de la fente et des 5 bandes du CCD par rapport au disque du Soleil. . . . .	113
4.39	Courbe de lumière issue de la bande n°1 enregistrée au cours de l'occultation du Soleil lors de l'orbite 417. . . . .	114
4.40	Spectre du Soleil acquis simultanément par 5 bandes juxtaposées formées de 4 lignes de CCD, couvrant la luminosité du centre au limbe solaire. . . . .	115
4.41	Éclairement moyen du Soleil vu par <i>Spicam-Light</i> , à travers l'entrée solaire latérale. . . . .	116
5.1	Géométrie d'un filtre acousto-optique accordable [Glenar et al., 2003].	120
5.2	Schéma optique (a) et photographie (b) du capteur IR de <i>Spicam-Light</i> . 7 : objectif ; 8 : diaphragme de champ ; 9,11 : lentilles collimatrices ; 10 : cristal AOTF ; 12 : piège à lumière pour faisceau direct ; 13 : lentilles des détecteurs ; 14 : détecteur du faisceau <i>extra-ordinaire</i> ; 15 : détecteur du faisceau <i>ordinaire</i> ; 20 : fibre solaire et microlentille collimatrice ; 21 : miroir solaire IR (documents SA). . . . .	121
5.3	Bloc diagramme du capteur IR. . . . .	123
5.4	Pré-traitement analogique du signal avant numérisation. Le niveau du courant d'obscurité est représenté par $X_1$ , le signal utile par $X_2 - X_1$ . (D'après Stepanov, IKI). . . . .	127
5.5	Format de la commande du capteur IR. . . . .	129
5.6	Séquençage des paquets de la communication DPU $\leftrightarrow$ capteur IR. . . . .	131
5.7	Signal d'offset enregistré sur tout le domaine spectral par les deux détecteurs des deux capteurs IR de vol. DAC=1504, gain=3, $t=2,8$ ms, step=12 (basse résolution). Les données présentées ici sont des moyennes sur 30 acquisitions. . . . .	134
5.8	Spectres <i>full spectrum</i> à basse résolution de la lumière d'une lampe à incandescence réfléchiée sur un écran blanc. Les courbes bleues correspondent aux détecteurs du modèle de vol $MV_1$ ( <i>Flight</i> ), les courbes rouges au modèle $MV_2$ ( <i>Spare</i> ). La totalité du domaine spectral est couverte. Les courbes sont une moyenne sur 30 acquisitions. . . . .	135
5.9	Sensibilité type des photodiodes (d'après document HAMAMATSU). . . . .	135
5.10	Spectres à haute résolution de la lumière d'une lampe à incandescence réfléchiée sur un écran blanc. Les courbes bleues correspondent aux détecteurs du modèle de vol $MV_1$ ( <i>Flight</i> ), les courbes rouges au modèle $MV_2$ ( <i>Spare</i> ). Les courbes sont une moyenne sur 5 acquisitions. À droite, la bande d'absorption de la vapeur d'eau de 102 à 107 MHz, observée à travers l'air du laboratoire sur un trajet de 0,5 m. . . . .	136
5.11	Mesure des raies d'émission à 1.11283 $\mu\text{m}$ , 1.3567 $\mu\text{m}$ , 1.3671 $\mu\text{m}$ et 1.5293 $\mu\text{m}$ d'une lampe au mercure argon par le détecteur 1 (canal 0) du capteur IR $MV_1$ , dans trois fenêtres d'observation et sous la résolution maximale. Les températures indiquées sont la consigne de l'étuve climatique. . . . .	139



5.12	Mesure des raies d'émission à 1.11283 $\mu\text{m}$ , 1.3567 $\mu\text{m}$ , 1.3671 $\mu\text{m}$ et 1.5293 $\mu\text{m}$ d'une lampe au mercure argon par le détecteur 1 (canal 0) du senseur IR MV <sub>2</sub> , dans trois fenêtres d'observation et sous la résolution maximale. Les températures indiquées sont la consigne de l'étuve climatique. Les longueur d'ondes sont celles dans l'air. . . . .	140
5.13	Étalonnages des senseur IR MV <sub>1</sub> et MV <sub>2</sub> : longueur d'onde en fonction de la radiofréquence d'excitation du cristal AOTF. (a) : MV <sub>1</sub> détecteur 1, (b) : MV <sub>1</sub> détecteur 2, (c) : MV <sub>2</sub> détecteur 1, (d) : MV <sub>2</sub> détecteur 2. Les croix désignent les positions des quatre raies à 1.11283 $\mu\text{m}$ , 1.3567 $\mu\text{m}$ , 1.3671 $\mu\text{m}$ et 1.5293 $\mu\text{m}$ . . . . .	143
5.14	Répartition des <i>dots</i> parmi les 7 configurations disponibles. Les flèches bleues correspondent aux fenêtres sur 3 points, les flèches vertes aux fenêtres sur 5 points, les flèches rouges aux fenêtres sur 15 points. Les fenêtres bleues et vertes sont dédiées au continuum, les fenêtres rouges aux raies du CO <sub>2</sub> . La transmission atmosphérique résulte d'un modèle. . . . .	145
5.15	Observations <i>full spectrum</i> associées aux commandes prédéfinies n°1 à 12. . . . .	150
5.16	Observations des raies de la vapeur d'eau associées aux commandes prédéfinies n°13 à 18 (graphiques 1 et 2). Observations des raies de la vapeur d'eau et du dioxyde de carbone associées aux commandes prédéfinies n°13 à 24 (graphiques 3 et 4). . . . .	151
5.17	Observations au limbe des raies d'émission naturelle du dioxygène et du radical OH, associées aux commandes prédéfinies n°25 et 26 (graphique 1). Observations des raies de la vapeur d'eau et du dioxyde de carbone pour les mesures des profils verticaux de température et de pression par occultations solaires, associées aux commandes prédéfinies n°27 à 29 (graphiques 2 à 4). . . . .	152
5.18	Mesures pour différents niveaux du paramètre DAC, de 400 à 1504, avec le senseur IR MV <sub>2</sub> ( <i>Spare</i> ). . . . .	153
5.19	Consommations électriques maximales des trois senseur IR MQ, MV <sub>1</sub> et MV <sub>2</sub> pour différentes valeurs du paramètre DAC. . . . .	154
5.20	Spectre solaire mesuré via l'entrée solaire du senseur IR MV <sub>1</sub> depuis le sol terrestre (moyenne sur 20 acquisitions, <i>window step</i> =10 soit 160 kHz, DAC=1504, <i>mode gain</i> =3) (a) et spectre modèle de transmission de l'atmosphère terrestre, à la même résolution (b). . . . .	155
5.21	Spectres solaires enregistrés au Service d'Aéronomie via l'entrée nadir du senseur IR MV <sub>1</sub> après réflexion de la lumière du Soleil sur un écran blanc. 1 : spectre à basse résolution ( <i>window step</i> = 11, gain 3, DAC = 1504 . 2–4 : spectres à haute résolution ( <i>window step</i> = 1, gain 1, DAC = 1488. Le temps d'intégration par spectel est de 5,6 ms. . . . .	157
5.22	Spectre brut <i>full spectrum</i> obtenu par la voie 1 du senseur IR au cours des premières orbites, lors d'une visée au nadir coté jour. . . . .	158
5.23	Configuration de l'orbite n° 44 au cours de laquelle la sonde <i>Mars-Express</i> était placée dans un mode d'orientation inertielle tel que lors de son passage au péricentre (côté jour), la ligne de visée était tangente au limbe de la planète. . . . .	159

5.24	En rouge, moyenne de 100 spectres obtenus lorsque l'instrument voyait le sol de Mars avant le passage au limbe ; En bleu, moyenne de 100 spectres bruts obtenus lors du pointage à plus de 100 km d'altitude au-dessus du limbe. . . . .	159
5.25	Image 2D où chaque ligne représente un spectre infrarouge recueillis lors de l'orbite n° 44. Chaque ligne représente un temps d'1 seconde ; le temps croît à partir du bas. . . . .	161
5.26	Comparaison du <i>Radiance Factor</i> $I/\pi F_{\text{exts}}$ en UV et en proche IR. Une altitude négative indique que la ligne de visée intercepte le disque de Mars. . . . .	161
5.27	Extrait du spectre proche IR obtenu par les deux voies du senseur IR de <i>Spicam-Light</i> . On distingue une raie de Fraunhofer du spectre solaire, une raie d'absorption de la glace de $CO_2$ , et la raie d'émission de $O_2(^1\Delta_g)$ . . . . .	162
5.28	Données du senseur IR de <i>Spicam-Light</i> comparées à un modèle de transfert de rayonnement. En noir, données <i>Spicam-Light</i> . En bleu, vert et rouge, résultats de la simulation pour 3 valeurs différentes de quantité d'eau, exprimée en micromètres précipitables. . . . .	163
5.29	Agrandissement de la figure précédente. . . . .	163
5.30	Albédo spectral relatif mesuré sur la calotte sud, comparé aux réflectivités des glaces de $CO_2$ pure et d' $H_2O$ pure. . . . .	164
6.1	Le disque circumstellaire de $\beta$ Pictoris vu par le télescope spatial <i>Hubble</i> (en fausses couleurs). D'après S. Heap (NASA Goddard Space Flight Center), A. Schultz (Computer Sciences Corp. and ST Scl), NASA. . . . .	168
6.2	Masses et rayons orbitaux des planètes extrasolaires connues. Remarquer les systèmes multiples : <i>GJ 876</i> , <i>55 Cancri</i> , <i>HD 37124</i> , <i>HD 12661</i> , <i>47 Ursae Majoris</i> , <i>HD 168443</i> , <i>HD 82974</i> , <i>HD 168443</i> , <i>HD 74156</i> , et <i>Upsilon Andromedae</i> . Noter aussi la présence d'une étoile de type M5 (gj876). Les masses sont exprimées en masses de Jupiter ( $M_J$ ). D'après California & Carnegie Planet Search. . . . .	170
6.3	<i>55 Cancri</i> est une étoile légèrement rouge de magnitude 5.9 et de type spectral G8V dans la constellation du Cancer. Elle porte aussi le nom de $\rho$ Cnc A. C'est une étoile âgée de 5 milliards d'années qui se trouve à 40,9 années lumière de nous. Elle est deux fois plus grande que le Soleil (en diamètre), et deux fois plus lumineuse. Sa température de surface vaut près de 5000°C. Le Soleil est une étoile de même âge et légèrement plus chaude dont la température de surface vaut près de 6000°C (à gauche : d'après Courtesy Nasa/JPL-Caltech). . . . .	171
6.4	À gauche : flux observé du Soleil et de quelques planètes de notre système solaire. À droite : déplacement du Soleil sur le ciel dû à Jupiter et Saturne, vu à une distance de 10 parsec sous un angle favorable ( $\sin i = 0$ ), pour une période de 65 ans. . . . .	173
7.1	Double étage hétérodyne de la platine laser. . . . .	187
7.2	Usage du Fabry-Pérot accordable. . . . .	188

7.3	Montage optique de la platine Fabry-Pérot. En réalité, l'axe optique du Fabry-Pérot est vertical. (D'après J. Schmitt, [81]). . . . .	188
7.4	Images d'offset de la caméra du spectrographe ÉMILIE. . . . .	194
7.5	Début d'une coupe d'une image d'offset du spectromètre ÉMILIE le long d'une ligne, à gauche au gain 1, à droite au gain 2. Nous observons la baisse de signal sur les premières colonnes. . . . .	195
7.6	Coupe d'une image d'offset d'ÉMILIE le long d'une colonne, à gauche au gain 1, à droite au gain 2. Le signal est uniforme au gain 1, présente une pente au gain 2. . . . .	195
7.7	Coupe d'une image d'offset d'ÉMILIE le long d'une ligne, au gain 1. La position des pseudo-oscillations n'est pas identique d'une pose à une autre. . . . .	195
7.8	Parasites électroniques introduits dans une image d'offset, ici au gain 2.	196
7.9	Évolution temporelle du niveau de l'offset lors de poses successives et rapprochées. . . . .	197
7.10	Histogramme des poses d'offset système au gain 1 à plusieurs mois d'intervalle. Nous observons la variation du signal d'offset moyen, directement liée à la variation de la tension de référence pour la lecture du CCD. . . . .	199
7.11	Comme la figure 7.10, au gain 2. En octobre 2001, le signal d'offset semble s'être anormalement décalé au cours de l'enregistrement des 5 poses d'offset qui ont servies à la construction de l'offset système. Le phénomène se devine également pour les quatre campagnes suivantes	200
7.12	Image du courant d'obscurité au gain 2. . . . .	202
7.13	Image du courant d'obscurité au gain 2 en fin de nuit. Les ordres réseau apparaissent de manière fantôme par rémanence. Temps d'intégration : 5 minutes ; signal : de 123 (min) à 25370 ADU (max) ; valeur moyenne : 306 ADU $\pm$ 152 ADU RMS ; population maximale : 182 ADU ; dynamique d'affichage : de 150 à 450 ADU. . . . .	203
7.14	Rendement quantique du CCD Tektronix tk1024, d'après son constructeur. . . . .	204
7.15	Image brute du spectre de la lampe source au xénon. Temps de pose : 500 ms, gain 1. La température de l'arc électrique ne forme qu'un continuum spectral sans raie fine d'émission ou d'absorption. . . . .	206
7.16	Mesure du gain de la caméra. (a) : variance du signal sur 9 poses en fonction du signal en ADU, au gain 1. La pente de la droite rouge vaut 1/4,6844. (b) : variance du signal sur 9 poses en fonction du signal en ADU, au gain 2. La pente de la droite rouge vaut 1/1,2382. (c) et (d) : résidu aux gains 1, puis 2. . . . .	208
7.17	Histogramme des ADU d'une image d'offset au gain 1, et gaussienne la mieux ajustée. $\mu = 502$ ADU soit 2352 e- ; $\sigma = 2,84$ ADU soit 13,30 e-. . . . .	212
7.18	Histogramme des ADU d'une image d'offset au gain 2, et gaussienne la mieux ajustée. $\mu = 967$ ADU soit 1090 e- ; $\sigma = 6,68$ ADU soit 7,53 e-. . . . .	213
7.19	Ordres réseau n°96 des spectres du Fabry-Pérot enregistrés le 10 octobre 2001 (pose n° 36) et le 30 juin 2002 (pose n° 470) au cours de l'observation de l'étoile <i>51 Pegasi</i> . (a) : spectels 0 à 30 ; (b) : spectels 993 à 1023. . . . .	215

7.20	Distance verticale des longueurs d'ondes à l'axe optique, au point zéro du spectromètre. . . . .	218
7.21	Fuite des longueurs d'ondes par effet Doppler dans le plan du CCD : positions verticales des centres des ordres spectraux par rapport à l'axe optique au point zéro du spectromètre, avant et après un décalage équivalent Doppler de +30 000 m/s. . . . .	219
7.22	Compensation du décalage Doppler pour une vitesse radiale de +30 000 m/s par un déplacement seul de la fente d'entrée de +0,511 034 mm. . . .	220
7.23	Compensation du décalage Doppler pour une vitesse radiale de +30 000 m/s par un déplacement seul de la caméra de -21,2821 pixels, soit -510,77 $\mu\text{m}$ . 220	
7.24	Compensation du décalage Doppler pour une vitesse radiale de +30 000 m/s par un déplacement combiné de la fente d'entrée de -0,567 627 mm, et de la caméra de -2,354 5 pixels, soit -56,508 $\mu\text{m}$ . . . . .	221
7.25	Compensation du décalage Doppler pour une vitesse radiale de +30 000 m/s par une rotation du réseau de +0,027 117°, combinée à un déplacement de la fente de sortie de -26,0327 pixels, soit -624,785 $\mu\text{m}$ . . . . .	223
7.26	Déplacements verticaux des longueurs d'ondes des spectels de l'ordre réseau n°106, entre un décalage Doppler nul à la position de référence et sous une vitesse radiale de +30 000 m/s avec une rotation du réseau de (a) 0,027 121°, et (b) 0,027 117°. . . . .	223
7.27	Indice de l'air pour une atmosphère standard, soit $P=1013,25$ mb (pression de l'air sec), $T=288,16$ K (température de l'air) et $F=733$ mb (pression de vapeur d'eau) . . . . .	226
7.28	En haut à gauche : réfraction atmosphérique selon le modèle de Laplace (équation 7.56), sous les conditions normales au niveau du sol. En haut à droite : dispersion atmosphérique, où la longueur d'onde à 850 nm est prise pour référence. En bas : position des images dans le plan focal du foyer coudé, sans correction, où la longueur d'onde à 850 nm est prise pour référence. . . . .	229
7.29	À gauche : indice optique des verres $F_2$ et $C_{20,60}$ . À droite : dispersion d'un prisme à champ normal seul comparée à la dispersion atmosphérique à 45° d'élévation. . . . .	231
7.30	Dispersion totale en fonction de l'orientation relative des deux prismes	232
7.31	Correcteur de dispersion chromatique atmosphérique d'ÉMILIE . . .	233
7.32	Prisme à champ normal utilisé pour ÉMILIE . . . . .	233
7.33	Paramétrage du train coudé du télescope de 152 cm de l'OHP. . . . .	235
7.34	Passage des coordonnées horaires aux coordonnées équatoriales et réciproquement. Mise en évidence de l'angle parallactique $S$ . . . . .	236
7.35	Configuration optique de la platine FLAG (vue partielle). . . . .	236
7.36	Paramétrage utilisé pour la formulation de la correction. L'échelle des distances n'est pas respectée. . . . .	236
7.37	Demi-angle d'ouverture entre les prismes . . . . .	239
7.38	Position des couleurs dans le plan focal en fonction de la distance zénithale de l'étoile. En haut : sans correction, au centre et à la même échelle : avec correction, en bas : avec correction, zoom sur l'échelle verticale. Les lignes à $\pm 0,27$ mm correspondent au diamètre de la fibre ré-imagé dans le plan focal. . . . .	241

7.39	Images couleurs agrandies de Procyon, avant et après l'application de la correction. . . . .	242
7.40	En haut à gauche (a) : image brute du spectre de la lampe source au thorium argon. En haut à droite (b) : localisation des ordres spectraux et position des raies d'émission retenues pour l'étalonnage en longueur d'onde. En bas (c) : ordre réseau numéro 91 (ordre extrait numéro 45). . . . .	252
7.41	Étalonnage des ordres spectraux. En haut : couverture spectrale des spectels ; au centre : dispersion géométrique en fonction de la longueur d'onde ; en bas : dispersion géométrique en fonction du numéro des spectels. . . . .	254
7.42	Image CCD du spectre de référence d' $\eta Cas$ . . . . .	256
7.43	Construction du spectel n° 700, ordre extrait n° 21, du spectre de référence de l'étoile $\beta Vir$ . En vert : profil d'éclairement. En rouge : signal mesuré sur le CCD et barres d'erreur à $3\sigma$ . Les deux profils sont normalisés par rapport au signal total des 16 sous-pixels extraits. . . . .	260
7.44	Construction du spectel n° 700, ordre extrait n° 21, du spectre de référence de l'étoile $\beta Vir$ : flux total du spectel complet estimé par chaque sous-pixel extrait, et barres d'erreur à $3\sigma$ . . . . .	260
7.45	Ordre extrait n° 24 du spectre de référence de $\beta Vir$ . Le signal des spectels est calculé : à gauche, par simple somme du signal des sous-pixels (méthode ÉMILIE HS) ; à droite, par la moyenne pondérée par l'inverse de la variance du flux total estimé par chaque sous-pixel (méthode ÉMILIE HK3). La méthode HK3 permet d'extraire plus de signal car jusqu'aux pieds du profil d'éclairement, sans réduire le rapport signal sur bruit, et même au contraire. Elle retire aussi plus efficacement les traces des rayons cosmiques. . . . .	262
7.46	Correction de l'étirement : spectre de $\iota Per$ , extraits de l'ordre n° 43. En rouge, la pose de référence ; en bleu, la pose n° 939. À gauche, zoom sur les premiers spectels de l'ordre, de 0 à 24 ; à droite, zoom sur ses derniers spectels, de 999 à 1023. En haut, le spectre de référence n'est pas corrigé de l'effet d'étirement ; en bas, le spectre de référence a subi la correction numérique d'étirement. . . . .	264
7.47	Correction de l'étirement : spectre cannelé relatif à l'étoile $\iota Per$ , extraits de l'ordre n° 43. En rouge, la pose de référence ; en bleu, la pose n° 939. À gauche, zoom sur les premiers spectels de l'ordre, de 0 à 24 ; à droite, zoom sur ses derniers spectels, de 999 à 1023. En haut, le spectre de référence n'est pas corrigé de l'effet d'étirement ; en bas, le spectre de référence a subi la correction numérique d'étirement. . . . .	265
7.48	Spectre du Fabry-Pérot : avec le parallélisme des lames (en haut à gauche), et sans le parallélisme des lames (en haut à droite). En bas, rapport des deux spectres ( $I/I_0$ ). . . . .	268
7.49	Valeur des paramètres libres $Ne$ et $R$ du modèle, obtenus par calcul. . . . .	269
7.50	Variation de signal reçu par un pixel $j$ entre l'époque de référence $t_{ref}$ et une époque courante postérieure $t_c$ suite au déplacement d'une raie spectrale. . . . .	270
7.51	Mis en évidence du déplacement des raies spectrales de l'atmosphère terrestre sur une région du spectre stellaire sur le spectre de $\iota Per$ . . . . .	276

7.52	Mesures élémentaires de vitesse radiale de l'étoile $\eta$ Cas d'octore 2001 à mars 2003. . . . .	284
7.53	Mesures élémentaires de vitesse radiale de l'étoile $\iota$ Per d'octore 2001 à mars 2003. . . . .	284
7.54	Mesures quotidiennes de vitesse radiale des l'étoile $\eta$ Cas et $\iota$ Per d'oc- tore 2001 à mars 2003. . . . .	285



# Liste des tableaux

1.1	Les missions spatiales vers Mars de 1960 à 2003 (en gras les missions sources principales de données) [42]. . . . .	6
1.2	Paramètres orbitaux, astronomiques et géophysiques de Mars comparés à ceux de la Terre . . . . .	14
1.3	Composition actuelle de l'atmosphère de Mars comparée à celle de la Terre . . . . .	15
4.1	Caractéristiques du miroir de <i>Spicam-Light</i> . . . . .	52
4.2	Caractéristiques du réseau de <i>Spicam-Light</i> . . . . .	53
4.3	Caractéristiques de l'intensificateur UV de <i>Spicam-Light</i> (d'après Hamamatsu). . . . .	57
4.4	Rapport de signal des photomultiplicateurs R1081 à 1800 V et R1259 CHR à 1000 V ( $R = T_{R1081}/T_{R1259 \text{ CHR}}$ ). . . . .	62
4.5	Réflectivité du miroir UV. Les colonnes centrales $I_u^v(\lambda)$ correspondent aux courants des photomultiplicateurs (voir texte). . . . .	65
4.6	Réflectivité du réseau UV. . . . .	67
4.7	Intensité (en pourcent) du faisceau à l'entrée de la cuve <i>Neptune</i> . Coupe sur la section. Les fentes du monochromateur sont entièrement ouvertes ( $F_e = F_s = 0$ ). $D_x$ : position horizontale du photomultiplicateur ; $D_z$ : position verticale ( $1 \text{ mm} \leftrightarrow \Delta D = 100$ ). En italiques rouges, le centre de la tache. . . . .	79
4.8	Largeur à mi-hauteur de la tache sur le CCD ( $MV_1$ ). . . . .	87
4.9	Position absolue de la tache synchrotron sur le CCD à diverses longueurs d'ondes. La valeur des lignes et des colonnes, déterminée par le centre géométrique de la tache, est fractionnaire. . . . .	88
4.10	Largeur à mi-hauteur de la tache sur le CCD ( $MV_2$ ). . . . .	91
4.11	Mesure de la focalisation en divers points du champ : largeurs à mi-hauteur mesurées sur les lignes et les colonnes à 253,7 nm. Les valeurs sont exprimées en pixels. . . . .	94
4.12	Position absolue de la tache synchrotron sur le CCD à diverses longueurs d'ondes. La valeur des lignes et colonnes, déterminée par le centre géométrique de la tache, est fractionnaire. . . . .	95
5.1	Caractéristiques principales du capteur IR de <i>Spicam-Light</i> . . . . .	121



5.2	Températures indiquées par l'étuve climatique (consigne et réelle affichée), le thermomètre digital placé dans l'enceinte, la plaque de base et l'AOTF des capteurs IR $MV_1$ et $MV_2$ pendant les paliers de température pour l'étalonnage en longueur d'onde. . . . .	137
5.3	Position en radiofréquence du centre des quatre raies à 1.11283 $\mu\text{m}$ , 1.3567 $\mu\text{m}$ , 1.3671 $\mu\text{m}$ et 1.5293 $\mu\text{m}$ de la lampe à mercure pour les deux détecteurs des capteurs IR de vol, aux sept températures de l'étuve climatique. . . . .	141
5.4	Définition des 14 <i>dots</i> : nom, <i>dots frequency</i> (en kHz) et <i>dots points</i> . La valeur de <i>dots step</i> est toujours égale à 1, soit de 16 kHz. . . . .	144
5.5	Répartition des <i>dots</i> parmi les 7 configurations disponibles. La valeur indiquée correspond au nombre de points de la fenêtre. . . . .	146
5.6	Description des commandes prédéfinies du capteur IR. . . . .	148
5.7	Description des commandes prédéfinies du capteur IR (suite). . . . .	149
7.1	Angles réseau $\varepsilon$ et déplacement de la caméra nécessaire pour compenser l'étalement Doppler des spectres stellaires. . . . .	224
7.2	Entête FITS des images (ici, l'image de référence n°1 de l'étoile HR3951). . . . .	247
7.3	Entête FITS des spectres (ici, le spectre de référence de l'étoile HR3951). . . . .	247
7.4	Étalonnage des ordres spectraux, le spectromètre dans sa position de référence : coefficients de l'équation du second degré $\lambda(\text{pix}) = A_0 + A_1 \times \text{pix} + A_2 \times \text{pix}^2$ en angström, et longueur d'onde initiale ( $\lambda_{\text{init}}$ ), centrale ( $\lambda_{\text{centre}}$ ) et finale ( $\lambda_{\text{exit}}$ ) en nm. Le terme 'oe' représente le numéro de l'ordre extrait ; il vaut 136 - n° de l'ordre réseau. . . . .	253
7.5	Erreur commise par le traitement en direct suite au remplacement du terme $\nu_{\text{FP}}^{t_c}$ de l'équation (7.137) par $\nu_{\text{Ce}}$ et l'approximation posée lors du changement de cannelure. $i$ : n° de la cannelure par rapport à celle de référence ; $\nu_{\text{OL}}^{t_c}$ : fréquence de l'oscillateur local ; $\Delta V _{\text{TD}}$ : variation de vitesse radiale depuis l'époque de référence mesurée par le traitement en directe ; $\Delta V _{\text{PT}}$ : variation de vitesse réelle calculée par le post-traitement. . . . .	282

# Bibliographie

- [1] Angelats i Coll, M., Forget, F., Hourdin, F., Wanherdrick, Y., Lopez-Valverde, M. A., Gonzalez-Galindo, F., Lewis, S. R., Read, P. L., 2003, The Mars Thermospheric LMD General Circulation Model: First comparisons with MGS aerobraking data, *AAS/Division for Planetary Sciences Meeting*, **35**.
- [2] Barth, C.A., Hord, C.W., Pearce, J.B., Kelly, K.K., Anderson, G.P., Stewart, A.I., 1971, Mariner 6 and 7 ultraviolet spectrometer experiment: Upper atmosphere data, *J. Geophys. Res.*, **76**, p. 2213-2227.
- [3] Barth, C.A., Hord, C.W., 1971, Mariner ultraviolet spectrometer: Topography and polar cap., *Science*, **173**, p. 197-201.
- [4] Bertaux, J.-L., et al, 1987, Spicam proposal for CNES/URSS Mars Mission.
- [5] Bertaux, J.-L., et al., 1998, Spicam Light proposal for ESA Mars Express mission.
- [6] Bertaux, J.-L., Fonteyn, D., Korablev, O., Chassefière, E., Dimarellis, E., et al., 2000, The study of the Martian atmosphere from top to bottom with SPICAM Light on Mars Express, *Planet. Space Sci.*, **48**, p. 1303-1320.
- [7] Blamont, J.E., Chassefière, E., Goutail, J.P., Mège, B., Nunes-Pinharanda, M., Souchon, G., Krasnopolsky, V.A., Krysko, A.A., Moroz, V.I., 1989, Vertical profiles of dust and ozone in the martian atmosphere deduced from solar occultation measurements, *Nature*, **341**, p. 600-603.
- [8] Blamont, J.E., Chassefière, E., 1993, First detection of Ozone in the middle atmosphere of Mars from solar occultation measurements, *Iracus*, **104**, p. 324-336.
- [9] Boynton, W. V., et al, 1992, *J. Geophys. Res.*, **97**, p. 7681.
- [10] Cassini, J.-D., 1666, in *Journal des Savants*, 2e année, Paris, p. 316.
- [11] David, F., Étude des détecteurs CCD et des chaînes intensifiées de l'expérience *Spicam* à bord de la mission spatiale *Mars-96*, décembre 1992, Thèse de doctorat de l'Université Pierre et Marie Curie ParisVI Spécialité Physique Mention Astronomie et Techniques Spatiales.
- [12] Dollfus, A., 1948, Étude polarimétrique de la lumière réfléchiée par le sol de la planète Mars, *Comptes rendus de l'Académie des sciences*, **vol. 227**, p. 331-333.
- [13] Dollfus, A., 1963, Mesure de la quantité de vapeur d'eau contenue dans l'atmosphère de la planète Mars, *Comptes rendus de l'Académie des sciences*, **vol. 256**, p. 3009-3011.
- [14] Dubois, J.-P., Sondage atmosphérique par occultation stellaire - Caractérisation des performances de l'instrument spatial *Spicam* Étoile - Préparation aux expériences *Spicam-Light* et *Gomos*, décembre 1998, Thèse de doctorat de l'Université

- Pierre et Marie Curie ParisVI Spécialité Sciences de l'Univers Mention Astrophysique et Techniques Spatiales.
- [15] Ebehhardt, E.H., 1979, Gain model for microchannel plates, *Applied Optics*, **vol.18 n°9**.
  - [16] Flammarion, C., 1882, La planète Mars et ses conditions d'habitabilité, *Gauthiers-Villard*, Paris.
  - [17] Forget, F., Costard, F. Lognonné, P., 2003, « La planète Mars, Histoire d'un autre monde », *Belin*, p. 108-111.
  - [18] Hall, A., 1878, The discovery of the satellites of Mars, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **38**, p. 205-208.
  - [19] Hays, P.B., 1968, Roble, R.G., Stellar spectra and atmospheric composition, *Journal of the atmospheric sciences*, **nov. 1968**, p. 1141-1153.
  - [20] Hunten, D.M., 2001, Clue to the martian atmosphere, *Science*, **294**, p. 1843-1844.
  - [21] Janesick, J.R., Klaasen, K.P., Elliot, T., 1987, Charge-couple device charge-collection efficiency and the transfert technique, *Optical Engineering*, **vol.26 n°10**.
  - [22] Kieffer, H.-H., 1976, Soil and surface temperatures at the Viking landing sites, *Science*, **194**, p. 1344-1346.
  - [23] Kieffer, H.-H., Jakovsky, B.-M., Snyder, C.-W., 1992, The planet Mars: From antiquity to the present, IN: Mars, eds H.H. Kieffer B.M. Jacovsky C.W. Snyder M.S. Matthews (Tucson University of Arizona Press), p. 1-33.
  - [24] Korablev, O., Bertaux, J.L., Grigoriev, A., Dimarellis, E., Kalinnikov, Yu., Rodin, A., Muller, C., Fonteyn, D., 2002, An AOTF-based spectrometer for the studies of Mars atmosphere for Mars Express Mission, *Adv. Space Res.*, **vol. 29, n° 2**, p. 143-150.
  - [25] Korpela, S.O., 1991, A study of the operational principles of the *Gomos* instrument for global ozone monitoring by the occultation of stars, FMI Institut Thesis, Helsinki.
  - [26] Krasnopolsky, V.A., Moroz, V.I., Krysko, A.A., Korablev, O.I., Zhegulev, V.S., Grigoief, A.V., Tkachuk, A.Yu., Parshev, V.A., Blamont, J.E., Goutail, J.P., 1989, Solar occultation spectroscopic measurements of the martian atmosphere at 1.9  $\mu\text{m}$  and 3.7  $\mu\text{m}$ , *Nature*, **341**, p. 603-604.
  - [27] Krasnopolsky, V.A., Korablev, O.I., Moroz, V.I., Krysko, A.A., Blamont, J.E., Chassefiere, E., 1991, Infrared solar occultation sounding of the martian atmosphere by the Phobos spacecraft, *Icarus*, **94**, p. 32-44.
  - [28] Krasnopolsky, V.A., 1997, Photochemical mapping of Mars, *J. Geophys. Res.*, **102**, E, p. 13 313-13 320.
  - [29] Krasnopolsky, V.A., Bjoracker, G.L., 2000, Mapping of Mars  $\text{O}_2(^1\Delta)$  emission, *J. Geophys. Res.*, **105**, E8, p. 20 178-20 179.
  - [30] Krasnopolsky, V.A., Feldman, P.D., 2001, Detection of molecular hydrogen in the atmosphere of Mars, *Science*, **294**, p. 1914-1917.
  - [31] Kuiper, G.-P., 1949, *The atmospheres of the Earth and Planets*, **chap. 12**, p. 304-345.

- [32] Morel, P., Bourge, P., Dalouzy, J.-C., Dawidowicz, G., Dollfus, A., Dragesco, J., Ferlet, R., De Goursac, O., Heidmann, R., Meeus, J., Reyss, H., Rocard, F., Salameh, M., Souchier, A., Texereau, J., Verseau, R., 2003, Au plus près de la planète Mars, *ed. Vuibert/SAF*.
- [33] Noxon, J.F., Traub, W.A., Carleton, N.P., Connes, P., 1976, Detection of airglow emission from Mars and the martian ozone abundance, *Astrophys. J.*, **207**, p. 1025-1035.
- [34] Owen, T.C., Biemann, K., Rushneck, D.R., Biller, J.E., Howarth, D.W., Lefleur, A.L., 1977, The composition of the atmosphere at the surface of Mars, *J.Geophys. Res.*, **82**, p. 4635-4639.
- [35] Perrier, S., 2003, L'ozone dans l'atmosphère martienne : Étude de l'émission infrarouge et de l'absorption dans l'ultraviolet proche - Préparation de la mission Mars Express, Rapport de D.E.A. « Méthodes astrophysiques et instrumentation associées », Université Paris VI.
- [36] Quessette, J.-A., 1968, Mesure de la répartition verticale de l'hydrogène atomique dans l'atmosphère entre 200 et 500 km d'altitude, Thèse de Doctorat de l'Université de Paris – spécialité Géophysique.
- [37] Rea, D.G., O'Leary, B.T., 1965, The origin of the 3.58- and 3.69 Micron Minima in the Infrared Spectra, *Science*, **vol. 147**, p. 1286-1288.
- [38] Sagdeev, R.Z., Zakharov, A.V., 1989, Brief history of the Phobos mission, *Nature*, **341**, p. 581-584.
- [39] Sandel, B.R., A.L Broadfoot, 1986, Statistical performance of the intensified charged coupled device, *Applied Optics*, **vol. 25**, p. 4135-4140.
- [40] Schiaparelli, G.-V., Osservazioni astronomiche e fisiche sull'asse di rotazione e sulla topografia del pianeta Marte, *Reale Accademia dei Lincei*, Rome.
- [41] Smith, G.R., Hunten, D.M., Study of planetary atmospheres by absorbtives occultations, *Review of Geophysics*, **may 1990**, p. 117-143.
- [42] Snyder, C.W., Moroz, V.I., 1992, Spacecraft exploration of Mars - In Mars, *eds H.H. Kieffer, Turcson University of Arizona Press*, p. 71-119.
- [43] Riegler, G.R., Drake, J.F., Liu, S.C., Cicerone, R.J., 1976, Stellar occultation measurements of atmospheric ozone and chlorine from OAO-3, *J. Geophys. Res.*, **81**, p. 4997.
- [44] Riegler, G.R., Atreya, S.K., Donahue, T.M., Liu, S.C., Wasser, B., Drake, J.F., 1977, Stellar occultation measurements of nighttime equatorial ozone, *J. Geophys. Res.*, **4**, p. 145.
- [45] Titus, T. N., Cushing, G., Pathare, A., Christensen, P. R., Byrne, S., Ivanov, A. B., Ingersoll, A., Richardson, M., Kirk, R. L., Soderblom, L. A., and The Themis Team, 2004, Intra-Annual Variations of the Martian Swiss Cheese Terrain, *Lunar and Planetary Institute Conference Abstracts*.
- [46] Traub, W.A., Carleton, N.P., Connes, P., Noxon, J.F., 1979, The latitude variation of O<sub>2</sub> airglow and O<sub>3</sub> abundance on Mars, *Astrophys. J.*, **229**, p. 846-850.
- [47] 1976, U.S. Standard Atmosphere.

- [48] Wicek, F., Caractérisation de l'expérience *Spicam* Étoile (Specto-Imageur à détecteur CCD) embarqué à bord de la mission spatiale *Mars-96*, septembre 1996, Thèse de doctorat de l'Université Pierre et Marie Curie ParisVI Spécialité Physique Mention Électronique.
- [49] Bertaux J.-L., J. Schmitt, J.-C. Lebrun, F. Bouchy, S. Guibert, 2002, Two-sites simultaneous detection of stellar oscillations in radial velocities with a Fabry-Pérot calibration system, *A&A*, **405**, p. 367-377.
- [50] Bertaux J.-L., J. Schmitt, S. Guibert, Mesure de vitesse radiale de l'étoile *51 Pegasi* avec l'instrument ÉMILIE/ AAA à l'Observatoire de Haute-Provence et perspectives futures, présenté à la session SF1 du colloque du PNP de septembre 2002, Actes du colloque.
- [51] Bouchy F., P. Connes, J.-L. Bertaux, 1998, The precise measurement of stellar radial velocity and its astrophysical interpretation, *IAU*, Colloquium 170.
- [52] Bouchy F., P. Connes, J.-L. Bertaux, 1998, Acte du deuxième colloque national de planétologie de l'INSU.
- [53] Bouchy F., 1999, Réalisation d'un spectrographe astronomique dédié aux mesures de vitesses radiales stellaires, Thèse de doctorat de l'Université Denis Diderot Paris VII Spécialité Astrophysique et technique spatiales.
- [54] Bouchy F., P. Connes, 1999, Autoguider locked on a fiber input for precision stellar radial velocities, *A&AS*, **v. 136**, p. 193-204.
- [55] Bouchy F., J. Schmitt, P. Connes, J.-L. Bertaux, 2000, Search of extra-solar planet with the spectrograph ÉMILIE and AAA system. Planetary systems in the Univers, *IAU*, 202, Manchester.
- [56] Butler P., G. Marcy, E. Williams, H. Hauser, P. Shirts, 1997, Three new "51 Peg-type" planets, *ApJ Letters*, **474**, L 115.
- [57] Butler P., G. Marcy, Vogt, & S.S., Apps, K., 1998, *PASP*, **110**, p. 1389.
- [58] Butler P., G. Marcy, S. Vogt, D. Fischer, G. Henry, G. Laughlin, J. Wright, 2003, Seven New Keck Planets Orbiting G & K Dwarfs, *ApJ*, **582**, p. 455.
- [59] Cameron A.C., K. Horne, D. James, A. Penny, M. Semel, 2000, Tau Boo b: not so bright, but just as heavy, *astro-ph*, **0012186**.
- [60] Charbonneau D., T. BROWN, R. NOYES, R. Gilliland, 2001, Detection of an Extrasolar Planet Atmosphere, *ApJ*, **568**, p. 377.
- [61] Connes P., Absolute Astronomical Accelerometry, *Astrophysics and Space Science*, **vol. 110, no. 2, March 1985**, p. 211-255.
- [62] Connes P., Development of absolute accelerometry, 1993, *Astrophysics and space science*.
- [63] Danjon A., 1953, *Astronomie Générale*.
- [64] Franck S., C. Bounama, W. von Bloh, M. Cuntz, 2004, Dynamical Habitability in the Extrasolar Planetary Systems 47 UMa and 55 Cnc, *BAAS*, **36** no 2., 1.01, abstract *ApJ*, submitted.
- [65] Fukaya R., M. Yoshizawa, 1985, A numerical Approach to the Determination of Astronomical Refraction, *PASJ*, **37**, p. 747-762.

- [66] Guibert S., 2000, Caractérisation du spectromètre ÉMILIE dédié au mesures de vitesses radiales stellaires, Stage de DEA, Paris 6.
- [67] Horne K., 1986, An optimal extration algorithm for CCD spectroscopy, *PASP*, **98**, p. 609-617.
- [68] Horner S., T. Brown, E. Kenelly, R. Noyes, S. Jha, S. Korzennik, P. Nisenson, 1997, 51 Pegasi and Tau Bootis: Planets or Pulsations?, *Poster at the Los Alamos Conference on Stellar Pulsation*, June 16-20 .
- [69] Marcy G.W., R.P. Butler, E. Williams, L. Bildsten, J.R. Graham, A.M. Ghez, J.G. Jernigan, 1997 June 1, The planet around 51 Pegasi, *The Astrophysic Journal*, **481**, p. 926-935.
- [70] Marcy G., P. Butler, D. Fischer, G. Laughlin, S. Vogt, G. Henry, D. Pourbaix, 2002, A Planet at 5 AU Around 55 Cancri, *ApJ.*, **581**, p. 1375.
- [71] Martic M., et al., 1999, *A&A*, **351**, p. 993.
- [72] Mayor M., *et al*, 1995, "51 Pegasi.", *International Astronomical Union Circular*, **6251**, 1p.
- [73] Mayor M., D. Queloz, 1995, *Nature*, **378**, p. 355.
- [74] Owens J. C., 1967, *Appl. Opt.*, **6**, p. 51.
- [75] Quirenbach A., 2000, in *From extrasolar planets to cosmology*, Eds. J.Bergeron, A. Renzini, ESO Astrophysics Symposia, Springer, p. 462.
- [76] Roques F., et al., 1994, "Is there a planet around beta Pictoris? Perturbations of a planet on a circumstellar dust disk. 1. The numerical model.", *Icarus*, **108**, p. 37-58.
- [77] Santos N. C., F. Bouchy, M. Mayor, F. Pepe, D. Queloz, S. Udry, C. Lovis, M. Bazot, W. Benz, J.-L. Bertaux, G. Lo Curto, X. Delfosse, C. Mordasini, D. Naef, J.-P. Sivan, S. Vauclair, 2004, The HARPS survey for southern extra-solar planets, II. A 14 Earth-masses exoplanets around  $\mu$ Arae, *A&A*, **426**, 19-23.
- [78] Schneider J., 1999, *C.R. Acad. Sci. Ser II*, **327**, p. 621.
- [79] Shull J.M., Thronson, H.A., & Stern, S.A., 1996, Kluwer Academic Publishers.
- [80] Smith B.A., R.J. Terile, 1987, "The Beta Pictoris disk: recent optical observations.", *Bulletin of the American Astronomical Society*, **19(3)**, p. 829 .
- [81] Schmitt J., 1997, Étude et réalisation d'un accéléromètre astronomique absolu, Thèse de doctorat, Paris 6.
- [82] Schmitt J., P. Connes, J.-L. Bertaux, 1998, The precise measurement of stellar radial velocity and its astrophysical interpretation, IAU Colloquium 170.
- [83] Schmitt J., P. Connes, J.-L. Bertaux, 1998, Acte du 2eme colloque National de planétologie de l'INSU.
- [84] Schmitt J., P. Connes, J.-L. Bertaux, 1998, Development of an absolute astronomical accelerometer for extra-solar planets detection, Proceedings of the Euroconference on "Extrasolar planets detection, formation and modelling", Lisboa, Portugal, 27 April-1st May 1998, in *Earth Moon Planets*, **81**, p. 83-90.
- [85] Schmitt J., F. Bouchy, P. Connes, J.-L. Bertaux, 2000, First results of spectrograph ÉMILIE with AAA system on extra-solar planets, DPP Conference at Tenerife.

- [86] 1976, U.S. Standard Atmosphere.
- [87] Vidal-Madjar A., A. Lecavelier des Etangs, J.-M. Desert, G. Ballester, R. Ferlet, G. Hebrard, M. Mayor, 2003, An extended upper atmosphere around the extrasolar planet HD209458b, *Nature*, **422**, p. 143.
- [88] Vidal-Madjar A., J.-M. Desert, A. Lecavelier des Etangs, G. Hebrard, G. Ballester, D. Ehrenreich, R. Ferlet, J. McConnell, M. Mayor, C. Parkinson, 2004, Detection of oxygen and carbon in the upper atmosphere of the extrasolar planet HD209458b, *ApJ*, **604**, L69.
- [89] Von Bloh W., M. Cuntz, S. Franck, C. Bounama, 2003, On the Possibility of Earth-type Habitable Planets in the 55 Cancri System, *Astrobiology*, submitted.
- [90] Wolszczan A., Frail D., 1992, *Nature*, **355**, p. 145.
- [91] Wolszczan A., 1994, *Science*, **264**, p. 5.
- [92] Wolszczan A., Hoffman I., Konacki M., Anderson S., Xilouris K., 2000, *ApJ*, **540**, L 41.